



Titre: Étude du couplage entre les codes TRIPOLI et DRAGON
Title:

Auteur: Tarek Benguedouar
Author:

Date: 2015

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Benguedouar, T. (2015). Étude du couplage entre les codes TRIPOLI et DRAGON
Citation: [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
<https://publications.polymtl.ca/1920/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1920/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Guy Marleau
Advisors:

Programme: Génie nucléaire
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE DU COUPLAGE ENTRE LES CODES TRIPOLI ET DRAGON

TAREK BENGUEDOUAR

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION

DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR

(GÉNIE NUCLÉAIRE)

AOÛT 2015

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

ÉTUDE DU COUPLAGE ENTRE LES CODES TRIPOLI ET DRAGON

présentée par : BENGUEDOUAR Tarek

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph. D., président

M. MARLEAU Guy, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. KOCLAS Jean, Ph. D., membre

M. DAHMANI Mohamed, Ph. D., membre externe

DÉDICACE

À mon père, le soleil de mes journées

À ma mère, la lune de mes nuits

À mes enfants, les fleurs de ma vie

À ma femme, ...

REMERCIEMENTS

Je remercie ceux et celles qui m'ont aidé de près ou de loin à réaliser le rêve de toute une famille qui est ce projet, représentant le fruit de plusieurs années de travail fructueux grâce à dieu.

Je tiens à remercier principalement mon directeur de recherche Dr. Guy Marleau de m'avoir accepté dans son équipe de recherche en me proposant ce projet. Ses interventions décisives et son indéfectible attention m'ont beaucoup aidé pour mener à bien ce projet. J'ai appris, de son expérience et sa prévoyance, l'art d'analyser des résultats et la rédaction des rapports de recherche à travers nos nombreuses discussions.

Un grand merci aux membres de l'institut : les professeurs Jean Koclas, Alain Hébert et Alberto Teyssedou, ainsi que les étudiants pour toute l'aide apportée ainsi que pour l'ambiance de travail conviviale, sans oublier les secrétaires dévouées Mme Joanne Sirois et Mme Lyne Dénomé. Par ailleurs, merci aux membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ma thèse.

Je remercie M. Alberto Teyssedou, spécialement, pour son soutien moral car je n'oublierai jamais les moments où il me demandait des nouvelles de mon fils malade à chaque fois que je le croisais dans le couloir.

Finalement, un grand merci à ma grande famille en Algérie, mes parents, mes frères et sœurs et surtout ma petite sœur Choubeila, pour leurs soutiens, ainsi que ma petite famille ici à Montréal d'avoir partagé avec moi ces années de travail qui n'était pas aussi facile.

Merci à mes joies de vivre : Maria, Sara, Mouhamed Abdeljabar, Mouhamed Abdelkabar et Maryem.

RÉSUMÉ

En physique des réacteurs nucléaires il existe deux familles de méthodes pour la résolution de l'équation de transport de neutrons : déterministes et stochastiques. Les méthodes déterministes, basées sur la discrétisation spatiale et énergétique du problème, sont assez rapide mais pénalisées par leurs approximations numériques et leurs simplifications des phénomènes physiques. De l'autre côté, les méthodes stochastiques sont connues pour leurs précisions, vue qu'elles traitent statistiquement les neutrons et leur transport, mais elles sont pénalisées par leur lenteur et leur gourmandise en mémoire.

Il a été démontré, à travers plusieurs travaux dans le monde, que le couplage déterministes/stochastiques est très efficace pour faire des analyses nécessitant, en un temps court, une bonne précision lors de l'estimation des grandeurs recherchées comme le flux, les taux de réaction Dans ce cadre, le travail réalisé au cours de cette thèse a été de développer un processus de couplage entre ces deux méthodes pour profiter des avantages de chacune et contourner leurs limites. Spécifiquement, ce projet de recherche vise à faire, selon deux voies distinctes, un couplage entre le code Monte Carlo TRIPOLI et le code déterministe DRAGON. La première voie vise à générer par DRAGON des bibliothèques de sections efficaces macroscopiques multigroupes et homogénéisées utilisables par TRIPOLI. Tandis que la deuxième permettra l'utilisation des courants de surfaces calculés par TRIPOLI pour conditionner les calculs DRAGON. Pour cette second voie, et afin d'utiliser des courants TRIPOLI comme conditions aux frontières pour DRAGON, trois méthodes sont proposées : la méthode des sources fixes, la méthode des courants imposés et celle des albédos.

Prenant occasion du développement de ces méthodes, une étude comparative entre les deux codes utilisés a été réalisée dans le but de vérifier leur cohérence et la compatibilité de leurs données. Cette étude a permis l'occasion de mettre en évidence l'effet de plusieurs paramètres qui affectent les calculs de l'un ou l'autre code comme le type de bibliothèques de sections efficaces, les discrétisation énergétique et spatiale, l'autoprotection des résonances ainsi que les paramètres de tracking.

Chaque méthode développée dans ce projet est validée par des comparaisons, entre les résultats des tests réalisés avec DRAGON et TRIPOLI. Ces tests sont appliqués sur plusieurs modèles de cellules et différents types d'assemblages.

ABSTRACT

In nuclear reactors physics, there are two categories of methods for solving neutron transport equation : deterministic and stochastic. The deterministic methods, based on the spatial and energy discretization of the problem, are rather fast but penalized by their numerical approximations and their simplifications of physical phenomena. On the other hand, stochastic methods are known for their precision, in view of the fact that they treat statistically the neutrons and their transport, but they are penalized by their slowness and their greediness in memory.

It was demonstrated, by several research works in the world, that the deterministic/stochastic coupling is very beneficial to make analysis requiring, in a short time, good precision during the estimation of the sought quantities as the flux and the reaction rates. In this context, the work realized during this thesis was to develop a coupling process between these two methods in order to benefit from the advantages of each and bypass their limitations. Specifically, this research project aims at programming, according to two distinct ways, coupling between the Monte Carlo code TRIPOLI and the deterministic code DRAGON. The purpose of the first way is to generate, by DRAGON, multi-group and homogenized macroscopic cross-section libraries to be used by TRIPOLI. Whereas the second way will allow the use of the surfaces currents calculated by TRIPOLI to condition the DRAGON calculations. For this second channel, and to use TRIPOLI currents as boundary conditions for DRAGON, three methods are proposed : the fixed sources method, the imposed current method and that of albedos.

We took the opportunity of the development of these methods to perform a comparative study between both used codes was realized with the intention of verifying their coherence and the compatibility of their data. This study was also an opportunity to highlight the effect of several parameters that affect the calculations of either codes such as the type of cross sections library, the energy and spatial discretization, the resonances self-shielding method and tracking settings.

Every method developed in this project is validated by comparisons between the results of different tests with both codes DRAGON and TRIPOLI. These tests are applied to several models of cells and different types of assemblies.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	V
ABSTRACT	VI
TABLE DES MATIÈRES	VII
LISTE DES TABLEAUX.....	X
LISTE DES FIGURES	XIII
LISTE DES ANNEXES	XVI
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Présentation du problème	1
1.2 But du projet.....	2
1.3 Revue bibliographique	3
1.3.1 Couplage ERANOS / TRIPOLI	3
1.3.2 Couplage TORT / MCNP.....	4
1.3.3 Le projet AVATAR.....	6
1.3.4 Le projet CRISTAL.....	7
1.3.5 Autres travaux	9
1.4 Description du projet.....	10
CHAPITRE 2 CALCUL NEUTRONIQUE	12
2.1 La neutronique.....	12
2.2 Transport neutronique	13
2.3 L'équation de transport	16
2.4 Autoprotection des résonnances.....	21

2.5	Conditions aux limites.....	24
2.6	Résolution de l'équation de transport.....	26
2.6.1	Méthodes déterministes.....	27
2.6.2	Méthode stochastique.....	35
2.7	Les codes de calcul neutronique.....	44
2.7.1	Le code DRAGON.....	46
2.7.2	Le code TRIPOLI.....	48
CHAPITRE 3 MÉTHODES DE COUPLAGE		53
3.1	Utilisation des sections efficaces multigroupes de DRAGON dans TRIPOLI.....	53
3.1.1	Théorie	53
3.1.2	Description du module D2T.....	55
3.2	Méthode des sources fixes.....	59
3.2.1	Théorie	59
3.2.2	Description du module Interface DRAGON-TRIPOLI	61
3.3	Méthodes des courants imposés	66
3.3.1	Théorie	66
3.3.2	Description du processus itératif à une boucle.....	68
3.3.3	Description du processus itératif à deux boucles	69
3.3.4	Description du processus itératif CFLU.....	70
3.3.5	Description des processus itératif à courant imposé	73
3.4	Méthode des albédos	75
3.4.1	Théorie	75
3.4.2	Implantation de la prise en charge des albédos multi surfaces dans DRAGON	77
CHAPITRE 4 ÉTUDE COMPARATIVE ENTRE TRIPOLI ET DRAGON.....		80

4.1	Description des modèles étudiés	80
4.1.1	La cellule	82
4.1.2	L'assemblage 17x17	82
4.1.3	Le regroupement d'assemblages	83
4.1.4	L'interface MOX-UOX	84
4.1.5	Assemblages 2x1	84
4.1.6	Assemblages 4x4	85
4.2	Choix des modèles de référence	88
4.3	Effet du type de bibliothèques	88
4.4	Effet de la discrétisation énergétique	94
4.5	Effet du type des conditions aux frontières	99
4.6	Effet de la discrétisation spatiale	100
4.7	Effet des paramètres de tracking et d'autoprotection	104
4.8	Effet des discrétisations spatiale et énergétique sur les courants TRIPOLI	106
4.9	Choix final des paramètres de simulation	108
CHAPITRE 5	RÉSULTATS DES MÉTHODES DE COUPLAGE	110
5.1	Utilisation de sections efficaces multigroupes de DRAGON dans TRIPOLI	110
5.2	Méthodes des sources fixes	115
5.3	Méthodes des courants imposés	117
5.3.1	Résultats de la routine CFLU	118
5.3.2	Résultats de la routine CFLU avec courant imposé	120
5.4	Méthodes des albédos	123
CHAPITRE 6	CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS	128
BIBLIOGRAPHIE	132
ANNEXES	141

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3-1 : Les modifications du module NXT pour les albédos multi surface.....	79
Tableau 4-1 : Mélanges utilisés lors des tests	81
Tableau 4-2 : Comparaison entre ENDFB6 et JEF2.2 pour le calcul du keff des cellules MOX et UOX	89
Tableau 4-3 : Comparaison entre ENDFB6 et JEF2.2 pour le calcul du keff des assemblages 2x1 et 4x4	89
Tableau 4-4 : Les écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON pour la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie.....	90
Tableau 4-5 : Effet de la discrétisation énergétique sur le keff pour les cellules MOX	95
Tableau 4-6 : Effet de la discrétisation énergétique sur le keff pour les assemblages 2x1 et 4x4	96
Tableau 4-7 : Écarts relatifs (%) du flux dans le combustible pour le test de la cellule MOX avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie	96
Tableau 4-8 : Écart du keff (mk) entre TRIPOLI et DRAGON selon le type des conditions aux frontières	99
Tableau 4-9 : Écart du keff entre TRIPOLI et DRAGON avec ENDFB6 à 172 groupes	100
Tableau 4-10 : Paramètres de tracking.....	100
Tableau 4-11 : Écarts du keff entre TRIPOLI et DRAGON pour différentes discrétisations spatiales avec les cellules MOX et UOX.....	101
Tableau 4-12 : Écarts du keff entre TRIPOLI et DRAGON pour différentes discrétisations spatiales avec les assemblages 2x1 et 4x4.....	101
Tableau 4-13 : Les écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON dans le combustible pour le test de la cellule MOX à 172 groupes d'énergie	103

Tableau 4-14 : Choix des paramètres de tracking pour le calcul de cellule MOX avec ENDFB6 à 172 groupes	105
Tableau 4-15 : Les trois types de discrétisation de la géométrie	106
Tableau 5-1 : Comparaison entre les calculs multigroupes et continu du keff de la cellule MOX.....	110
Tableau 5-2 : Comparaison entre les calculs multigroupes et continu du keff de l'assemblage 2x1	111
Tableau 5-3 : Écarts du flux (%) dans le combustible de la cellule MOX avec ENDFB6 à 172 groupes.....	112
Tableau 5-4 : Écarts du flux (%) dans le combustible de la cellule MOX avec ENDFB6 à 69 groupes.....	112
Tableau 5-5 : Comparaison entre TRIPOLI et DRAGON du flux d'une cellule de l'assemblage	116
Tableau 5-6 : Comparaison entre TRIPOLI et le module IDT	116
Tableau 5-7 : Comparaison entre TRIPOLI et le module IDT avec géométrie fine	117
Tableau 5-8 : Résultats du calcul de cellule par DRAGON.....	118
Tableau 5-9 : Comparaison entre le calcul de cellule par DRAGON et celui par la méthode des Pvv de CFLU	119
Tableau 5-10 : Comparaison entre le calcul de cellule par DRAGON et celui par la méthode des Pcvv de CFLU	119
Tableau 5-11 : Comparaison entre le calcul de cellule par DRAGON et celui par la méthode des Wvv de CFLU	119
Tableau 5-12 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par DRAGON et celui de cellule par la méthode des Pvv de CFLU avec les courants entrants de TRIPOLI.....	121
Tableau 5-13 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par DRAGON et celui de cellule par la méthode des Wvv de CFLU avec les courants entrants de TRIPOLI	121

Tableau 5-14 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par TRIPOLI et celui de cellule par CFLU	122
Tableau 5-15 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par TRIPOLI et celui par DRAGON	122
Tableau 5-16 : Écarts du keff (mk) du calcul d'assemblage entre DRAGON et TRIPOLI et celui de cellule entre DRAGON avec albédo et TRIPOLI.....	124
Tableau 5-17 : Écarts du keff (mk) pour une géométrie très fine	125
Tableau 5-18 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON direct à 172 groupes condensés à 2 groupes	125
Tableau 5-19 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON direct à 2 groupes	126
Tableau 5-20 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON avec albédo à 172 groupes condensés à 2 groupes.....	126
Tableau 5-21 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON avec albédo à 2 groupes.....	126

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1 : Schéma du couplage ERANOS / TRIPOLI	3
Figure 1-2 : Schéma du couplage MC/ S_N pour le calcul de blindage	5
Figure 1-3 : Diagramme du couplage 3D MC/ S_N	6
Figure 1-4 : Architecture générale de projet CRISTAL.....	8
Figure 2-1 : Exemple de cheminement de neutrons dans un Réacteur PWR.....	13
Figure 2-2 : Le modèle du noyau composé	14
Figure 2-3 : Les diverses interactions entre un neutron et un noyau cible.....	15
Figure 2-4 : Repérage de la position et de la direction dans l'espace	16
Figure 2-5 : Variation des sections efficaces en fonction de l'énergie	21
Figure 2-6 : Illustration du phénomène d'autoprotection.....	23
Figure 2-7 : Les différents types de conditions aux limites	24
Figure 2-8 : Classification des méthodes de résolution de l'équation du transport	26
Figure 2-9 : Processus standard de la simulation Monte Carlo	41
Figure 2-10 : Calcul du k_{eff} par la méthode d'itération de la puissance	42
Figure 2-11 : Simulation de la géométrie d'un assemblage REP.....	45
Figure 2-12 : Distribution de puissance le réacteur SCWR	46
Figure 2-13 : Efficacité du biaisage des sites de collisions.....	50
Figure 3-1 : Fichier d'entrée de l'exemple d'utilisation du module D2T	57
Figure 3-2 : Définition des mélanges par DRAGTRIM dans TRIPOLI	59
Figure 3-3 : Méthode de sources fixes	61
Figure 3-4 : Exemple d'utilisation du module IDT	64
Figure 3-5 : Fichier d'entrée de l'exemple d'utilisation du module IDT	65

Figure 3-6 : Processus itératif à une boucle	69
Figure 3-7 : Processus itératif à deux boucles.....	70
Figure 3-8 : Processus itératif de CFLU.....	72
Figure 3-9 : Cellule avec condition de courants entrants fixes	73
Figure 3-10 : Processus itérative avec courants imposés	75
Figure 3-11 : Exemple de la méthode des albédos.....	76
Figure 3-12 : Traitement des surfaces dans DRAGON.....	77
Figure 3-13 : Modification du traitement des surfaces dans NXT	78
Figure 4-1 : Cellule REP	80
Figure 4-2 : Types de discrétisations spatiales.....	82
Figure 4-3 : Assemblage REP	83
Figure 4-4 : Regroupement de 9 assemblages REP	83
Figure 4-5 : Assemblage 4x4 MOX-UOX	84
Figure 4-6 : Assemblages 3x3 MOX et/ou UOX.....	84
Figure 4-7 : Assemblages 2x1 MOX-UOX à géométrie simple	85
Figure 4-8 : Assemblages 2x1 MOX-UOX à géométrie fine.....	85
Figure 4-9 : Assemblages 2x1 MOX-UOX à géométrie très fine.....	85
Figure 4-10 : Assemblage 4x4	86
Figure 4-11 : Assemblage 4x4 MOX-UOX à géométrie simple.....	86
Figure 4-12 : Assemblage 4x4 MOX-UOX à géométrie fine	87
Figure 4-13 : Écarts relatifs TRIPOLI/DRAGON du flux dans la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie.....	91
Figure 4-14 : Écart-type du flux TRIPOLI dans la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie.....	92

Figure 4-15 : Flux dans le combustible de la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie	93
Figure 4-16 : Écarts relatifs TRIPOLI/DRAGON du flux dans la cellule MOX avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie.....	97
Figure 4-17 : Flux dans le combustible de la cellule MOX avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie	98
Figure 4-18 : Flux dans le combustible de la cellule MOX à 172 groupes d'énergie selon le type de géométrie.....	102
Figure 4-19 : Écarts du flux dans le combustible de la cellule MOX selon le type de géométrie	104
Figure 4-20 : Courant entrant pour la cellule Mox à 2 groupes	107
Figure 4-21 : Courant et albédo pour la cellule Mox à 172 groupes.....	107
Figure 5-1 : Écarts relatifs du flux dans le combustible à énergie continue et multigroupes	113
Figure 5-2 : Flux dans le combustible de la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie	114
Figure 5-3 : Flux dans le combustible de la cellule MOX avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie	115
Figure 5-4 : Prise en compte des albédos multigroupes et multi surfaces	127
Figure 6-1 : Chaînage TRIPOLI-DRAGON	131

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A – Vérification des propriétés des PIJ	141
ANNEXE B – Les routines du module CFLU	148
ANNEXE C – les routines du module CFLU avec courant imposé	156
ANNEXE D - Étude comparative TRIPOLI/DRAGON.....	166
ANNEXE E – Utilisation des sections efficaces DRAGON dans TRIPOLI.....	189
ANNEXE F – Méthode des albédos	191

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

1.1 Présentation du problème

La neutronique est une branche de la physique dédiée à l'étude du cheminement des neutrons et leurs réactions dans un système. Elle consiste à étudier le comportement de la population de neutrons dans des systèmes physiques variés comme les cœurs des réacteurs, les sites de stockage de déchets ou les dispositifs de radioprotection. La taille des neutrons et des isotopes lui donne l'aspect microscopique de la physique ; mais leur nombre élevé (permettant le traitement statistique) la lie au domaine macroscopique comme pour la cinétique des gaz.

La neutronique regroupe ainsi les différentes théories qui décrivent le comportement des neutrons. Ces théories sont implantées dans de grands logiciels appelés codes de calcul et qui constituent un outil indispensable pour la physique des réacteurs nucléaires, soit pour les études de conception de nouveaux systèmes ou leur suivi durant l'exploitation ainsi que la vérification des options de réfection des systèmes déjà existants.

Les réacteurs nucléaires occupent un volume spatial généralement important et très hétérogène qui contient des neutrons à des niveaux énergétiques différents avec le traitement de la dépendance angulaire de leur diffusion, qui est habituellement nécessaire, ce qui rend leur étude difficile. La tâche est plus compliquée avec la prise en compte de l'évolution temporelle. Étudier le plus finement possible tous les phénomènes physiques (absorption résonnante, anisotropie de chocs ...) liés à la neutronique en fonction des variables position, énergie, angle et temps mène donc, théoriquement, à de lourds calculs qui peuvent se révéler très coûteux en temps et en mémoire. En pratique, les calculs de neutronique sont soumis à des simplifications dans la représentation des systèmes nucléaires (géométrie) et/ou des approximations dans le traitement des phénomènes (approximations lors de la résolution numérique des équations).

Depuis des décennies, de nombreux codes ont été développés et pour surmonter les limites des ressources de calcul, les équipes de recherche travaillent sans relâche pour améliorer les méthodes de calcul. Le but ultime est de diminuer les approximations lors de la modélisation des

phénomènes physiques et de rendre les calculs plus précis et plus rapides. On s'active donc sur deux voies : le développement de nouvelles méthodes et la mise au point de nouvelles procédures pour repousser les limites des méthodes existantes. Comme c'est le cas dans notre projet, l'une des méthodes ayant le plus grand potentiel d'accélération et de précision est le couplage et/ou le chainage entre les différents codes ou méthodes de calcul.

1.2 But du projet

En neutronique il existe deux familles de méthodes de calcul : déterministes et stochastiques (Coste-Delclaux et al., 2013) mais chacune d'elle, en plus de ses avantages, a ses propres limites. Le but de ce travail est de coupler ces deux méthodes pour profiter des bénéfices de chacune et contourner leurs handicaps.

Dans ce projet de recherche on veut développer une méthode de couplage entre le code Monte Carlo TRIPOLI (Brun et al., 2009) et le code de réseau déterministe DRAGON (Marleau et al., 2013) qui assurera une cohérence entre les calculs de cellules ou de réseaux et qui pourra être utilisée pour générer des bibliothèques de sections efficaces macroscopiques utilisables par le code TRIPOLI.

La méthode Monte Carlo (Lux et Koblinger, 1991) est de plus en plus utilisée dans les calculs de routine pour l'analyse de cellules, d'assemblages et de cœur entiers. Cependant cette méthode est toujours peu utilisée pour le calcul des propriétés moyennes de cellule nécessaires aux analyses de cœur car elle ne possède pas de modèles de fuite afin de tenir compte de l'environnement et le temps de calcul est très grand si des calculs d'homogénéisation sont requis à la fin du calcul de cellule. En utilisant les informations générées par des calculs déterministes, on peut simplifier les calculs Monte Carlo ce qui permettra de faire des analyses de cœurs entiers avec ce code en des temps raisonnables. Ainsi les calculs de production de routine pour le suivie du fonctionnement des réacteurs seront faisables avec des codes Monte Carlo.

1.3 Revue bibliographique

Pour bien introduire notre projet nous présentons ici quelques travaux déjà réalisés dans le domaine des couplages entre les méthodes déterministes et stochastiques (Coste-Delclaux et al., 2013). Ils permettent de se situer par rapport aux méthodes existantes pour avoir une vision globale sur les techniques envisageables (Giffard, 2000).

1.3.1 Couplage ERANOS / TRIPOLI

Ce couplage réalisé par François-Xavier Giffard à INSTN-CEA-Saclay (Giffard, 2000), consiste à accélérer de manière automatique les calculs Monte Carlo directs à l'aide de fonctions d'importances calculées par le code déterministe ERANOS (Doriath, 1993).

L'utilisateur modélise, initialement, le problème avec chaque code, ce qui pénalise un peu la méthode. Il calcule ensuite, à l'aide d'ERANOS (Rimpault, 2002), un flux adjoint relatif à un détecteur donné en utilisant des sections efficaces macroscopiques multigroupes calculées ou issues des bibliothèques. Le calcul du flux peut se faire par la méthode de la diffusion ou bien la méthode S_N (Carlson et Lathrop, 1968).

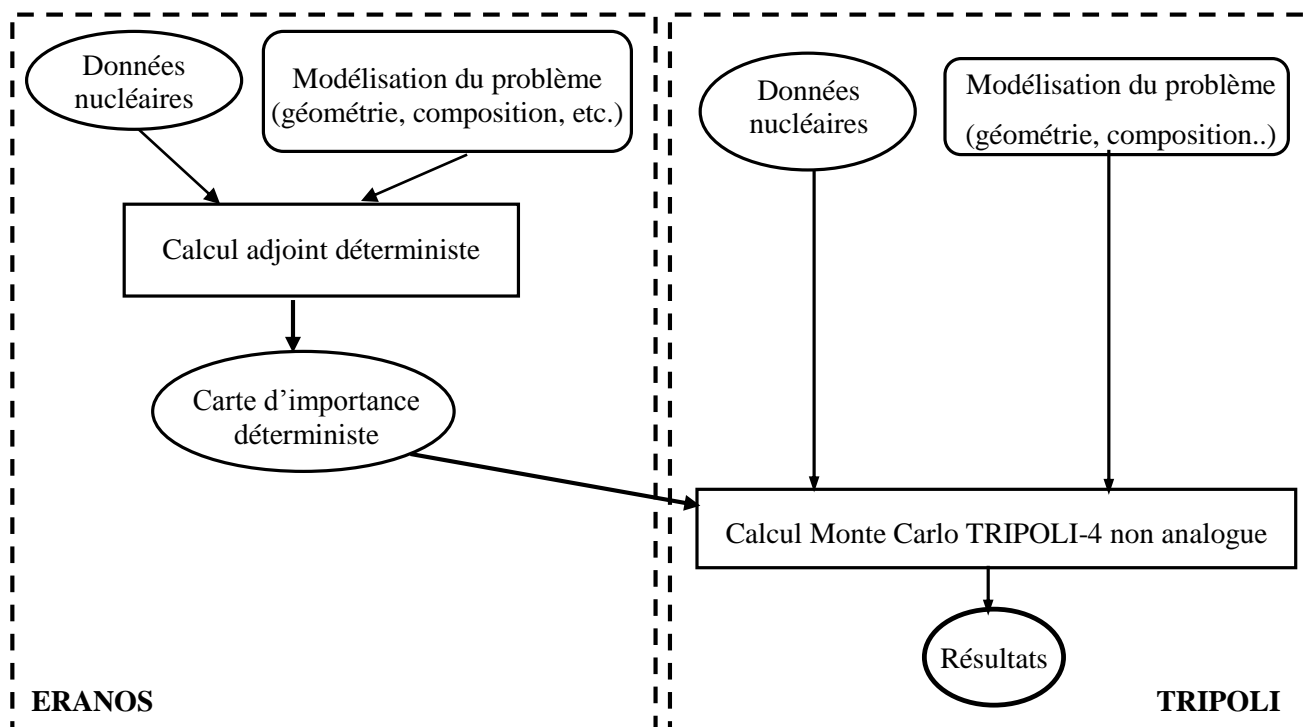


Figure 1-1 : Schéma du couplage ERANOS / TRIPOLI
(Giffard, 2000)

On utilise ERANOS pour construire une carte d'importance multigroupe à partir des valeurs du flux adjoint avec la possibilité de choisir le maillage (en 3D) et les groupes d'énergie. Cette carte est utilisée ensuite pour accélérer le calcul TRIPOLI-4 (Both et al., 1994) où elle est traitée par le module INIPOND (Both et Pénéliou, 1996) pour le biaisage soit avec la Roulette Russe, le splitting ou le biaisage de la source. Le biaisage du transport par l'intermédiaire de la transformation exponentielle est également possible. L'ensemble de la méthode est illustré dans Figure 1-1.

La capacité du code déterministe à fournir une bonne approximation de l'importance est un facteur important pour profiter pleinement des avantages du code Monte Carlo TRIPOLI et ses performances. Mais le code ERANOS est connu pour son traitement du transport sur des gammes d'énergie très large en plus de bien tenir compte de l'anisotropie des chocs.

1.3.2 Couplage TORT / MCNP

Cette technique est utilisée pour calculer le flux neutronique du cœur BWR (Masahiko, 2005). Dans ce cas, on a besoin de données précises pour la distribution de flux de neutrons autour de l'enceinte pressurisée du réacteur prenant en considération les détails géométriques. Le code tridimensionnel d'ordonnées discrètes TORT (Rhodes et Simpson, 1997) peut calculer le flux de neutrons autour d'un cœur de BWR dans une géométrie tridimensionnelle pour les analyses de sûreté, mais a des difficultés dans la modélisation géométrique fine et demande des ressources énormes en mémoire. D'autre part, le code de MCNP (Briesmeister, 2000) permet le calcul du flux de neutrons avec un modèle détaillé de la géométrie, mais requiert des temps de calcul très longs. Par conséquent, une méthode de couplage TORT / MCNP a été développée. Dans cette méthode, le code TORT calcule la distribution de flux angulaire sur la surface de cœur et le code MCNP calcule le spectre de neutrons aux points d'intérêt en utilisant cette distribution de flux comme source surfacique. Dans ce modèle le cœur aura une importance nulle sauf à la région périphérique qui sera le matériau de blindage et la source a été placée à la surface externe de la région périphérique. Dans ce travail, des sections efficaces à 26 groupes produites par la bibliothèque JENDL3.2 (Kobayashi et al., 2002) ont été utilisées.

Ce couplage a aussi été utilisé pour traiter le problème de blindage compliqué de l'accélérateur IFMIF (Chen et Fischer, 2005) pour des fins de sûreté. Dans ce travail, un programme a été conçu pour effectuer des calculs tridimensionnels de couplage MC / S_N en intégrant le code

MCNP, le code TORT et un programme d'interface de couplage avec l'implantation du nouveau procédé de cartographie pour l'évaluation de la distribution de flux angulaire (Figure 1-2).

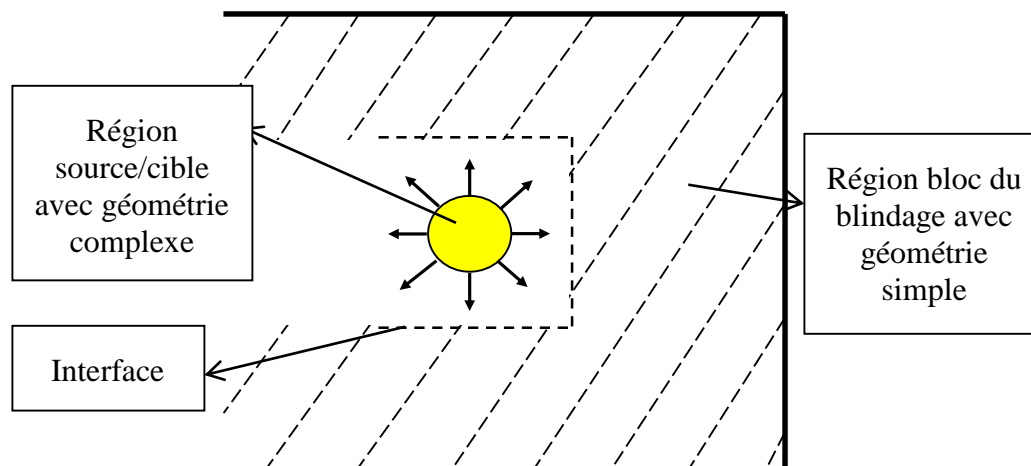


Figure 1-2 : Schéma du couplage MC/ S_N pour le calcul de blindage

Cette méthode passe par les étapes suivantes (Figure 1-3) :

1. Séparation du modèle de blindage en deux parties : la région cible/source (géométrie complexe) pour la simulation MC et la région du bloc de blindage (géométrie plus simple) pour un calcul S_N .
2. Spécification de l'interface géométrique entre les deux régions.
3. Simulation MC pour trouver les propriétés des particules qui traversent l'interface géométrique.
4. Utilisation de la carte des propriétés des particules issue de MC pour le calcul de flux angulaire par la méthode S_N .
5. Création d'un fichier source de flux angulaire utilisable par TORT.
6. Utilisation de ce fichier source pour un calcul S_N avec TORT.

Cette méthode est capable de traiter les problèmes de blindage avec des géométries complexes et les blocs de blindage de grandes dimensions. Des calculs tests ont été réalisés pour valider la méthode en la comparant à un calcul MCNP pur. L'accord satisfaisant entre les résultats des deux approches démontre les capacités du schéma de couplage avec ce système. Le programme était appliqué à la source de neutrons de l'IFMIF pour une analyse tridimensionnelle complète du blindage, ce qui prouve que c'est un outil puissant de calcul pour l'analyse tridimensionnelle du blindage des grandes installations nucléaires.

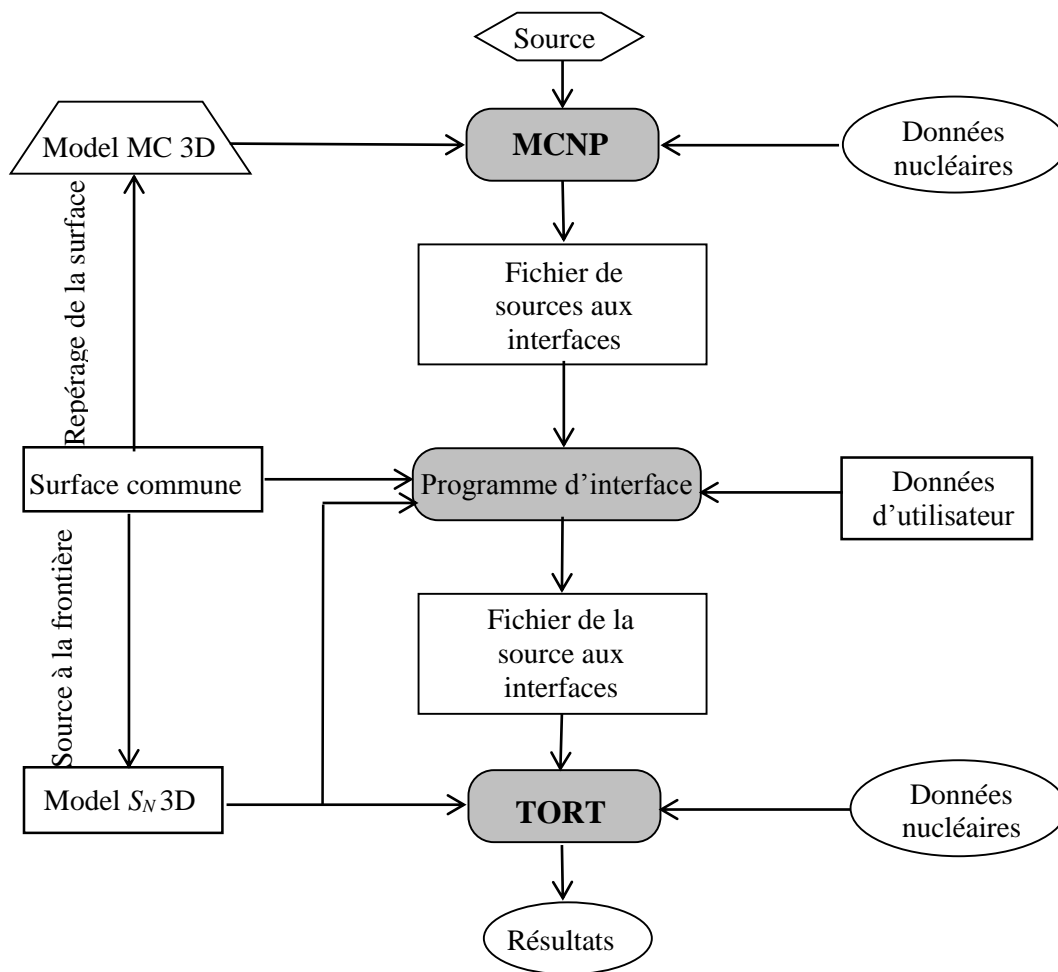


Figure 1-3 : Diagramme du couplage 3D MC/S_N
(Chen et Fischer, 2005)

Le couplage TORT / MCNP a été utilisé aussi à des fins d'analyse de sûreté suite à la rénovation d'une salle de thérapie par capture neutronique du bore (Chen et al., 2008).

1.3.3 Le projet AVATAR

Réalisé au LANL (Van Riper et al., 1997), c'est un logiciel qui couple automatiquement deux algorithmes de logiciel distincts : déterministe et Monte Carlo. Il est utilisé pour résoudre des problèmes de transport de rayonnement. AVATAR vient avec une interface graphique appelée Justine ce qui facilite son utilisation et permet de faire des calculs complexes de transport de rayonnement pour plusieurs de problèmes incluant :

- L'exploration de pétrole et de gaz (transport γ et n dans le sol).

- La planification et traitement médicaux (par exemple, thérapie par capture de bore, thérapie par émission de positron, oncologie de photon et de neutron).
- Le traitement de la microélectronique (dopage d'ion des substrats électroniques).
- L'énergie nucléaire (rechargement du cœur, décontamination, transport et stockage des déchets, blindage anti-rayonnement ...).

Dans le formulaire AVATAR, MCNP appelle automatiquement le code THREEDANT (Alcouffe et al., 1995 ; Alcouffe et Baker, 1997) pour le calcul déterministe tridimensionnel du flux adjoint sur une maille indépendante de la géométrie de Monte Carlo. THREEDANT, à partir de son approximation du flux adjoint angulaire, fournit à MCNP les bornes des fenêtres de poids (weight windows), en fonction de l'angle et de l'énergie, utilisées pour la réduction de variance. Les résultats sont meilleurs que ceux obtenus avec les fenêtres de poids fixes en utilisant l'option implémentée par défaut dans MCNP. L'efficacité informatique augmente par un facteur de 2 à 5 pour le test réalisé sur un modèle d'outil de diaggraphie d'huile (oil well logging tool model) à trois détecteurs (Chen et Fischer, 2005).

1.3.4 Le projet CRISTAL

Réalisé en France par l'IRSN (Gomit, 2001 ; Gomit et al., 2005), il regroupe plusieurs codes de calcul neutronique comme le déterministe APOLLO2 (Sanchez et al., 2010) et les stochastiques TRIPOLI4 et MORET4 (Miss, et al., 2005 ; Jacquet et al., 2003) et il possède la base de données nucléaires JEF2 (Rowlands et al., 2000), ainsi qu'une interface pour simplifier le travail de l'utilisateur en le guidant dans la réalisation des modèles et le choix des options des différents codes.

La version V1.0 de CRISTAL (Leclaire et al., 2005) permet le couplage du formulaire CRISTAL et du code d'évolution CESAR (Sansom et al., 1998 ; Vidal et al., 2006 ; Vidal et al., 2012) qui est un code de calcul d'évolution du combustible, pour prendre en compte le crédit de burnup dans les études de criticité. La version V1.2 permet le couplage des formulaires CRISTAL et DARWIN (Diop et al., 2000) et elle est disponible sous le système d'exploitation Windows.

CRISTAL comprend deux voies de calcul distinctes (Figure 1-4) : la voie "standard" qui se base sur la production par APOLLO2 de sections efficaces multigroupes et autoprotégées qui seront utilisées dans MORET4 ou le module S_N d'APOLLO2 et la voie "étalon" ou de "référence", avec TRIPOLI4, qui est utilisée pour réaliser des calculs en géométrie exacte et pour valider certaines approximations numériques et physiques adoptées dans la voie standard (Mattera, 1998).

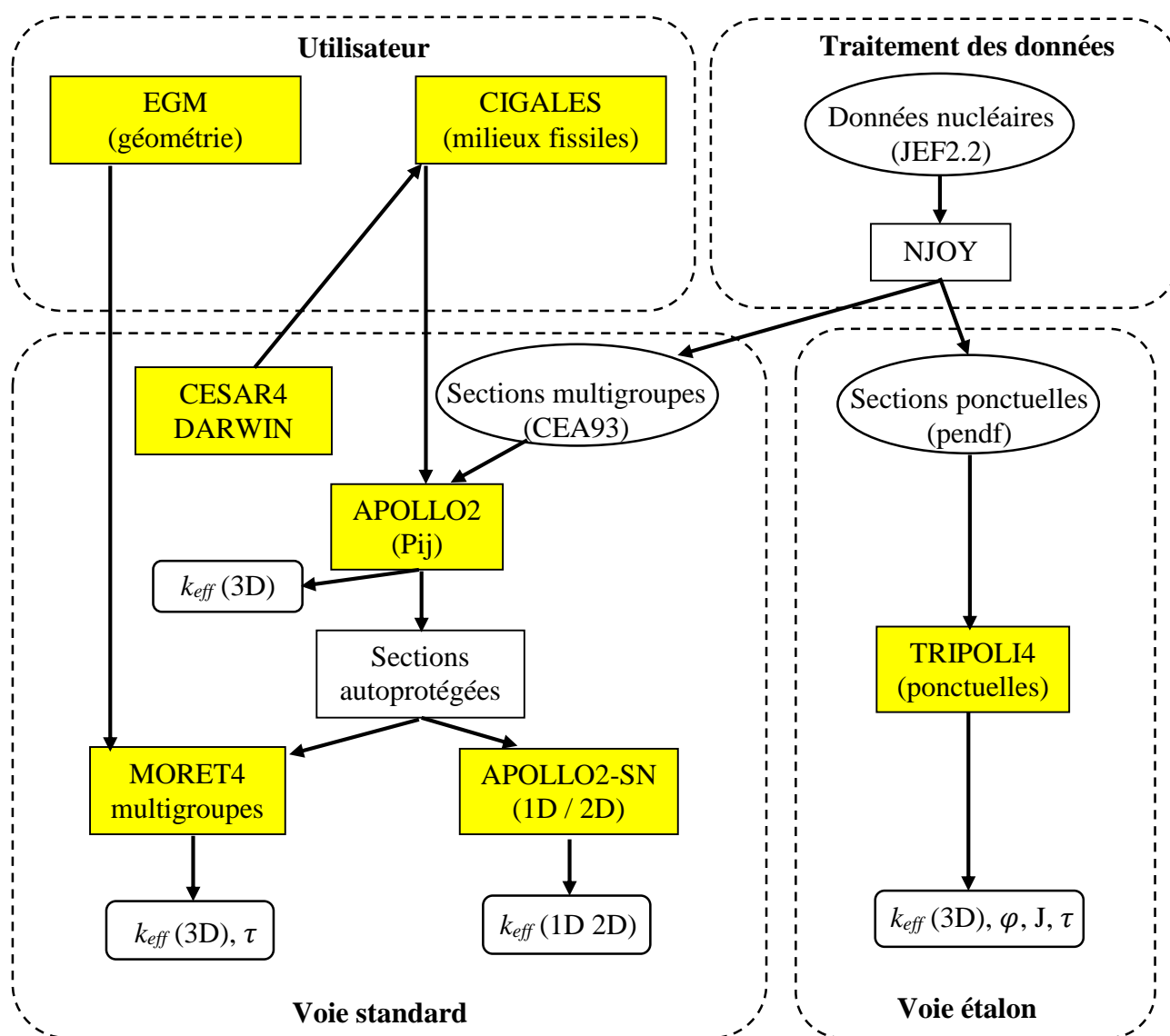


Figure 1-4 : Architecture générale de projet CRISTAL
(GOMIT et al., 2003)

1.3.5 Autres travaux

Dans la thèse de Turner dirigée par E. Larsen (Turner et Larsen, 1997), le code THREEDANT permet d'obtenir de manière déterministe le flux adjoint scalaire en 3D. Ce flux est utilisé pour en déduire les paramètres utilisés pour le biaisage de la collision, du transport et de la source ainsi que pour la roulette russe et le splitting. Le calcul direct Monte Carlo est effectué avec MCNP en multigroupes, mais l'angle et l'espace sont traités en continu à l'aide d'une forme analytique de l'importance.

Plusieurs autres études de ce type ont aussi été réalisées au CEA Saclay, notamment avec les différentes versions de TRIPOLI. On rappelle ici de manière générale le processus de la méthode de pondération de TRIPOLI, nommée INIPOND (Both et al., 2003b). Elle calcule, sur un maillage cubique, une carte d'importance de type exponentiel (Both et Pénéliou, 1996). Cette carte est utilisée pour la roulette russe, le splitting, le biaisage de la source et le biaisage de la collision. L'avantage de cette méthode est qu'elle peut donner de bons résultats dans les cas de propagation simple où l'importance calculée de type exponentiel est assez proche de l'importance réelle. A contrario, dans le cas où l'importance réelle aura une forme assez éloignée de l'exponentielle, la méthode ne sera probablement pas très performante, ce qui nécessite un sous- ou sur-biaisage.

Un des travaux de simulations non analogues est la thèse de B. Morillon (Morillon, 1996). Il y présente plusieurs techniques biaisage ainsi qu'une méthode pour calculer la fonction importance par les probabilités de première collision calculées avec MC. Mais dans le cas où les sections varient fortement en fonction de l'énergie et où une forte anisotropie de choc est présente, la fonction importance n'est plus représentative.

Filippone et Alcouffe (Filippone et Alcouffe, 1988) proposent un couplage avec lequel une région de l'espace est traitée par un calcul direct S_N et une autre région est traitée par un calcul Monte Carlo direct.

Dans le même contexte, Cramer (Cramer et Slater, 1993), propose un couplage sur une surface à l'aide du courant adjoint déterminé par le code Monte Carlo MORSE et le flux direct calculé par le code déterministe DOT.

Haghighat (Haghighat, 2003 ; Haghighat et Wagner, 1998) propose une méthode de biaisage du calcul MCNP en utilisant une carte d'importance déterministe dans le cadre des calculs de fluence de la cuve du REP.

Both et son équipe au CEA - SERMA Saclay (Both et Lee, 1997) ont réalisé un développement permettant de générer des sections efficaces multigroupes avec le code TRIPOLI qui peuvent être utilisées dans les codes déterministes. On signale aussi l'existence de la voie inverse qui consiste à accélérer les calculs TRIPOLI en utilisant des sections multigroupes autoprotégées issues d'un code déterministe comme APOLLO2.

La thèse de Jinaphanh (Jinaphanh, 2013) avait pour objectif d'améliorer de la convergence du calcul Monte Carlo (MORET) par un pré-calcul déterministe (DRAGON) adjoint.

Finalement, notons les travaux de Corentin Camand (Camand, 2012) sur l'utilisation de sources calculées par DRAGON pour accélérer et améliorer la convergence les calculs TRIPOLI et aussi produire une carte d'importance pour un calcul de protection de TRIPOLI à partir des flux adjoints générés par DRAGON.

1.4 Description du projet

Ce projet vise à mettre en place un couplage entre le code déterministe DRAGON et le code stochastique TRIPOLI afin d'améliorer la précision des calculs déterministes réalisés avec DRAGON et accélérer les calculs stochastiques de TRIPOLI. Nous avons développé deux processus de couplage, chacun sert à réaliser l'un des deux objectifs du projet. Le premier sert à créer, par DRAGON, des bibliothèques de sections efficaces multigroupes qui seront utilisées pour accélérer les calculs TRIPOLI. La deuxième démarche consiste à utiliser, selon plusieurs approches, les courants de surface calculés par TRIPOLI comme conditions aux frontières lors d'un calcul DRAGON pour améliorer les résultats déterministes.

Cette thèse est organisée de la façon suivante : le chapitre 2 explique les bases de la neutronique en détaillant les concepts de transport neutronique et les deux approches stochastique et déterministe pour la résolution de l'équation de transport (en mettant l'accent sur la méthode des probabilités de collision spécifiquement utilisée dans nos calculs) ainsi que la conception des

codes de calcul neutronique avec une description des deux codes, DRAGON et TRIPOLI, utilisés dans ce projet. Le chapitre 3 détaille l'aspect théorique des méthodes de couplage réalisées où on décrit la méthode d'utilisation de sections efficaces multigroupes de DRAGON dans TRIPOLI puis les trois méthodes d'utilisation des courants TRIPOLI dans DRAGON : la méthode des sources fixes, les méthodes des courants imposés puis celle des albédos. Afin de vérifier la compatibilité des deux codes, une étude comparative préliminaire entre TRIPOLI et DRAGON est présentée dans le chapitre 4 pour décrire les modèles étudiés ainsi que les effets de certains paramètres de simulation (discrétisation spatiale et énergétique, type de bibliothèques et conditions aux frontières ...). Cette étude a permis de choisir les modèles de référence et fixer les paramètres de simulation qui seront utilisés durant le projet. Le chapitre 5 porte sur les résultats des méthodes de couplage développées durant le projet avec la discussion des résultats de chaque méthode. Enfin, les conclusions de ce projet de recherche sont rapportées dans le chapitre 6 avec une analyse comparative des méthodes de couplage proposées ainsi que les perspectives et les développements à venir pour les améliorer.

CHAPITRE 2 CALCUL NEUTRONIQUE

2.1 La neutronique

Le but de la neutronique (Reuss et Diop, 2013) est l'étude des interactions (caractérisées par les sections efficaces) entre les neutrons et les noyaux atomiques dans un réacteur, afin de déterminer les caractéristiques de la population neutronique et la composition isotopique des matériaux. Pour des raisons de contrôle et de sûreté, ces grandeurs doivent être connues à tout instant et en tout point du réacteur lors de son fonctionnement normal ou en cas d'accident.

Principalement, la neutronique est utilisée pour la conception et le suivi du fonctionnement des réacteurs, mais son champ d'application s'étend à d'autres domaines comme :

- L'évaluation du risque de criticité dans les installations manipulant des matières fissiles, notamment les usines du cycle du combustible des réacteurs.
- L'étude de nouveaux concepts de réacteurs.
- La radioprotection (neutrons, et photons ...).
- Le traitement de déchets nucléaires.
- La radiothérapie et l'imagerie en médecine.
- L'analyse par activation neutronique

Malgré leur faible densité, l'étude statistique de la population des neutrons est possible vu leur grand nombre dans un réacteur ($\sim 10^8$ neutron/cm³). Ceci ouvre la voie à la méthode de Monte-Carlo, dite stochastique, qui avait déjà été initiée par Fermi, et qui est largement utilisée de nos jours. Mais le traitement déterministe, le pionnier dans la neutronique, a encore de beaux jours devant lui à cause de ses performances en terme de rapport coût/précision.

Boltzmann avait écrit la théorie de la cinétique du gaz parfait et, par analogie, les neutroniciens l'ont adaptée pour l'étude de la population des neutrons dans un système. C'est ainsi qu'on utilise l'équation dite de Boltzmann, aussi appelée équation de transport, dans la physique des réacteurs

nucléaires en plus des équations de Bateman, dite équations d'évolution, pour suivre la composition isotopique des matériaux.

2.2 Transport neutronique

L'équation de transport est quasiment impossible à résoudre analytiquement et même numériquement ; cette tâche est difficile sans simplifications à cause du nombre important de variables (position, vitesse, temps), de l'hétérogénéité et la taille des réacteurs, du vaste domaine d'énergie des neutrons et de la complexité des réactions nucléaires et leurs différences. Mais paradoxalement ces simplifications et ces approximations peuvent aider à mieux comprendre les phénomènes physiques ayant lieu dans les réacteurs nucléaires.

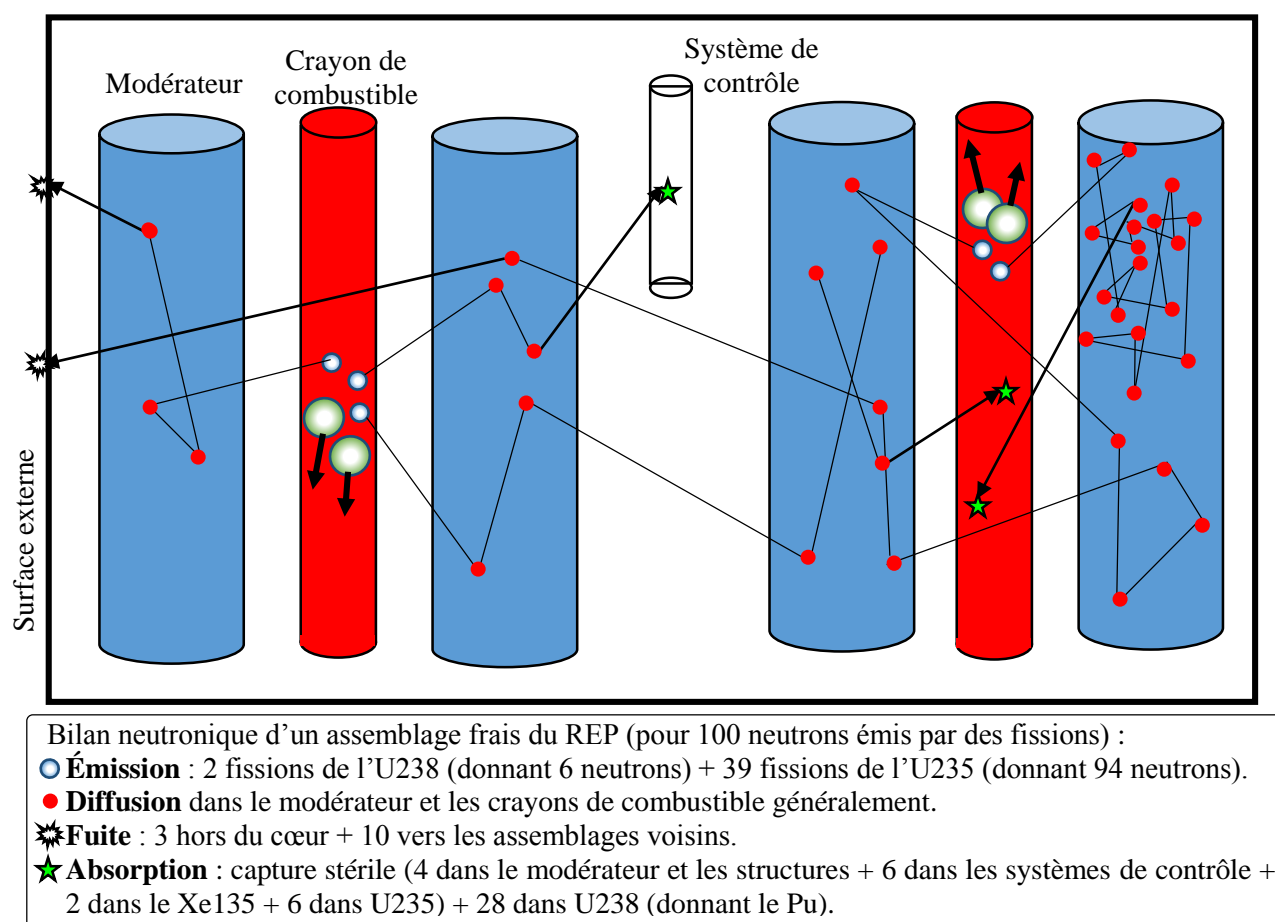


Figure 2-1 : Exemple de cheminement de neutrons dans un Réacteur PWR
(Reuss, 2005)

Dans le cœur d'un réacteur nucléaire, les neutrons se propagent dans le combustible en induisant différentes réactions (Figure 2-1) comme la diffusion et l'absorption ; cette dernière peut être décrite par le modèle du noyau composé (Figure 2-2). Après avoir absorbé un neutron, certains noyaux lourds peuvent fissionner en produisant de nouveaux noyaux plus légers et quelques neutrons. La fission s'accompagne d'une libération d'énergie portée en grande partie par les produits de fission et les neutrons secondaires. Ces derniers ont des fortes chances de provoquer d'autres fissions et cet enchaînement est appelé réaction en chaîne.

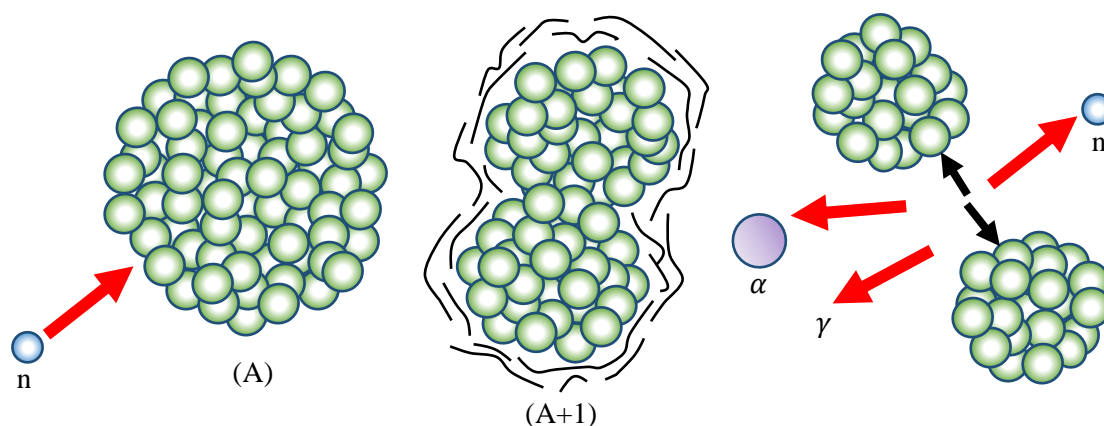


Figure 2-2 : Le modèle du noyau composé
(Le Texier et Gotchac, 2009)

Il existe plusieurs processus d'interaction du neutron avec la matière (Reuss, 2003). Mais, en physique des réacteurs, les interactions neutron-électron et neutron-neutron sont négligeables car (suivant le rapport des masses, la densité et les sections efficaces), statistiquement, un neutron a des millions de fois plus de chance de croiser un noyau sur son chemin qu'un autre neutron ou un électron.

Les principaux types de réactions (Figure 2-3) entre un neutron et un noyau dans les réacteurs nucléaires (Diop, 2006a) sont :

- La diffusion élastique, notée (n,n), caractérisée par la conservation de l'énergie totale du système neutron-noyau cible. Elle peut être potentielle (sans absorption du neutron) ou résonnante (formation de noyau composé).
- La diffusion inélastique, notée (n,n'), caractérisée par l'excitation du noyau cible après l'absorption du neutron incident.

- La capture radiative, notée (n, γ) ; le neutron est capturé par le noyau cible pour former un nouveau noyau excité qui se désexcite par des émissions gamma successives.
- L'émission de particules ; le neutron est capturé par le noyau cible pour former un nouveau noyau excité qui se désexcite par des émissions de particules. Ces réactions sont notées, selon le type de la particule émise : (n, p) , (n, α) , (n, d) , (n, t) , $(n, n'\alpha)$, ...
- L'émission de plusieurs neutrons après capture du neutron incident. Elles sont notées (n, n) , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, ...
- La fission, notée (n, f) , c'est la réaction maîtresse de la physique des réacteurs où un noyau lourd, après la capture d'un neutron, éclate généralement en deux fragments plus de nouveaux neutrons qui assureront la réaction en chaîne.

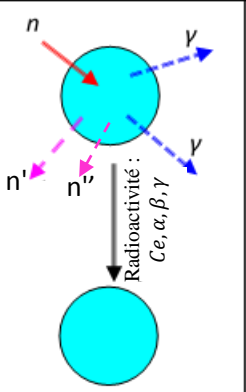
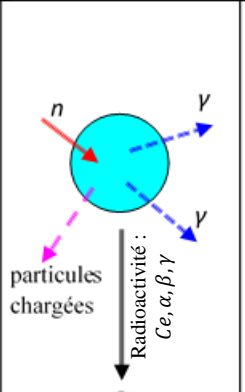
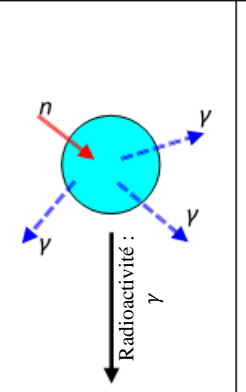
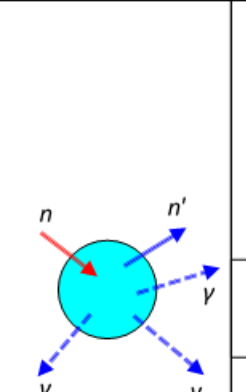
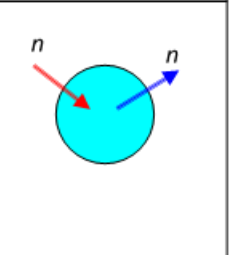
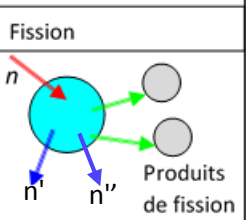
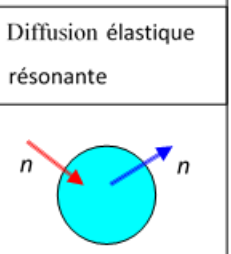
Production de neutrons	Absorption du neutron incident		Diffusion du neutron incident	
	Inélastique			Élastique
Émission de neutron : réaction $(n, 2n)$, $(n, 3n)$...	Production de particules chargées : (n, p) , (n, α) ...	Capture radiative	Diffusion inélastique	Diffusion élastique potentielle
				
Fission				Diffusion élastique résonante
				

Figure 2-3 : Les diverses interactions entre un neutron et un noyau cible
(Diop, 2006a)

Pour ces réactions, comme dans tous les processus physiques, un certain nombre de grandeurs se conservent (Diop, 2006b ; Reuss, 2003) comme le nombre de masse, le nombre de charge, l'énergie, la quantité de mouvement et le moment angulaire total.

2.3 L'équation de transport

En transport neutronique on utilise la notion de densité n pour décrire la population de neutrons (Figure 2-4). Celle-ci dépend de sept variables : spatiales (trois pour la position \vec{r}), énergétique (une variable $E = \frac{1}{2}mv^2$ reliée au module de la vitesse v) et angulaires (deux pour la direction $\vec{\Omega}$) et dans le cas général, du temps t (Marguet, 2011).

Pour des raisons de commodité, on préfère utiliser le flux neutronique qui est le produit de la densité par le module de la vitesse :

$$\phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = vn(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (2-1)$$

Dans ce cas, le taux de réaction R_q (nombres de réactions dans un volume par unité de temps) s'écrit simplement comme le produit du flux ϕ , caractérisant les neutrons, par les sections efficaces macroscopiques Σ_q , caractérisant la matière pour la réaction de type q :

$$R_q = \iiint \Sigma_q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d\vec{r} dE d\vec{\Omega} \quad (2-2)$$

Rappelons qu'une section efficace macroscopique Σ_q (exprimée en cm^{-1}) est le produit d'une section efficace microscopique σ_q (exprimée en barns ; $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$) par la concentration du matériau considéré (nombre de noyaux par unité de volume).

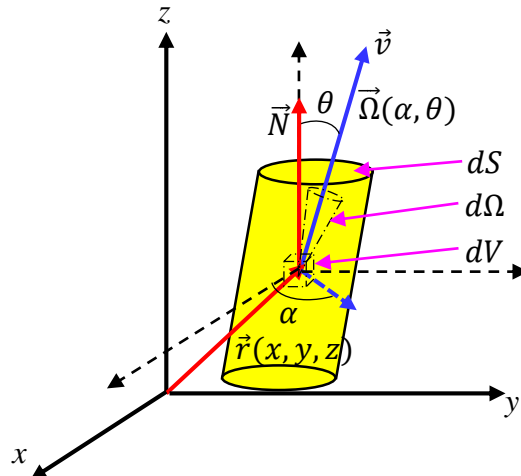


Figure 2-4 : Repérage de la position et de la direction dans l'espace

À partir du flux, on trouve aussi le courant de surface qui représente le nombre de neutrons traversant un élément de surface dS de normale \vec{N} au point \vec{r} dans la direction $\vec{\Omega}$ à l'instant t :

$$\vec{J}(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = \vec{\Omega} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \quad (2-3)$$

On définit aussi les courants intégrés, traversant dans le sens de la normale \vec{N} (courant sortant) :

$$\vec{J}_+(\vec{r}, E, t) = \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{N} > 0} \vec{\Omega} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2 \Omega \quad (2-4)$$

et dans l'autre sens (courant entrant) :

$$\vec{J}_-(\vec{r}, E, t) = \int_{\vec{\Omega} \cdot \vec{N} < 0} \vec{\Omega} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2 \Omega \quad (2-5)$$

Une source de neutrons est donnée par une fonction $Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)$, qui représente la densité de neutrons émis dans le volume élémentaire par unité de temps.

La description du processus de propagation des neutrons utilise la théorie du transport. Avec les quantités définies ci-haut pour la description de la population de neutrons, on établit l'équation qui régit le comportement de cette population dans l'espace des phases. Puisque ces quantités sont les grandeurs angulaires, de nombreux cas nécessitent seulement de connaître les quantités liées au nombre de neutrons total à la position \vec{r} . Ce qui nous donne les quantités scalaires suivantes :

La densité scalaire : $n(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} n(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2 \Omega$

Le flux scalaire : $\phi(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2 \Omega$

Le courant scalaire : $J(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} J(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2 \Omega$

La source scalaire : $Q(\vec{r}, E, t) = \int_{4\pi} Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) d^2 \Omega$

Il est possible d'établir assez simplement l'équation exacte qui régit le transport des neutrons dans le réacteur, c'est-à-dire l'évolution de la population neutronique. Cette équation, héritée de travaux menés sur la cinétique des gaz, date de 1872 : c'est l'équation de Boltzmann (Tranchant, 1999 ; Hébert, 2007a ; Hébert, 2009 ; Marleau G. , 2001).

L'équation de transport exprime le bilan du nombre de neutrons dans un volume élémentaire $dV(d\vec{r}, dE, d\vec{\Omega})$ autour du point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ de l'espace des phases D pour l'intervalle de temps t et $t + dt$. Cette équation régissant une fonction représentative de la population neutronique telle

que le flux, est obtenue en établissant le bilan de la variation, entre les instants t et $t + dt$, du nombre de neutrons contenus dans l'intervalle élémentaire des autres variables que sont $(d\vec{r}, dE, d\vec{\Omega})$. On obtient :

$$\begin{aligned} \overbrace{\frac{1}{v} \frac{d}{dt} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{bilan}} = & - \overbrace{\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{fuites}} - \overbrace{\Sigma_t(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{disparitions par chocs}} + \\ & \overbrace{\int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty dE' [\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)]}^{\text{apparitions par diffusion}} + \overbrace{Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t)}^{\text{sources}} \end{aligned} \quad (2-6)$$

Les cinq termes impliqués dans cette équation sont :

- La variation temporelle du nombre de neutrons dans le volume V autour du point P .
- Les fuites représentent la disparition des neutrons du domaine D par migration à travers les surfaces S délimitant le volume élémentaire autour du point P .
- Les disparitions par chocs ; correspond aux sorties de neutrons de l'intervalle élémentaire par chocs. Tous les types de chocs étant concernés, il fait logiquement intervenir la section efficace totale, pour représenter la probabilité qu'un neutron subisse un choc avec le matériau.
- Les apparitions par diffusion forment une source dite de diffusion (Q_s). Lorsque les neutrons subissent un choc, ils ont la possibilité d'être diffusés vers une autre énergie et une autre direction. La section efficace $\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t)$ est définie comme le produit de la section efficace de diffusion $\Sigma_s(\vec{r}, E', \vec{\Omega}', t)$ au point \vec{r} , par la probabilité $P(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}, t)$ que le neutron soit diffusé dans la direction $\vec{\Omega}$ avec l'énergie E .
- Les sources ; correspondent à la possibilité d'existence de sources de neutron (source de fission Q_f , neutrons retrdés et/ou source externe fixe S) dans l'intervalle élémentaire considéré.

L'équation ainsi obtenue est l'expression intégral-différentielle de l'équation de Boltzmann : intégrale par rapport aux variables E et $\vec{\Omega}$, différentielle par rapport aux variables \vec{r} et t . On note que l'on a coutume d'appeler opérateur de diffusion le terme des apparitions par diffusion. La somme de cet opérateur et les sources Q est quant à elle appelée densité d'émission ou source totale.

Dans ce projet on s'intéresse à l'étude d'un milieu isotrope dans l'état stationnaire, ce qui simplifie l'équation de transport qui devient :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = Q_s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + Q_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2-7)$$

où la source totale $Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ est décomposée en trois termes :

- Source de diffusion : $Q_s(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \int_{4\pi} d\vec{\Omega}' \int_0^\infty [\Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}')] dE'$
- Source de fission : $Q_f(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \sum_{j=1}^N \chi_j(E) \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \cdot \phi(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') d^2\Omega'$
- Source fixe : $S(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$

Lors de la résolution numérique de l'équation de transport, une discrétisation énergétique est nécessaire. Cela consiste à le diviser en plusieurs groupes, ce qui nous donne le format multigroupes de l'équation de transport :

$$[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_t^g(\vec{r})] \phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = Q^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2-8)$$

Sachant que $\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ est le flux de neutrons du groupe g à la position \vec{r} dans la direction $\vec{\Omega}$, où la source multigroupe $Q^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$ est composée de trois termes :

- Source de diffusion :

$$Q_s^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} \Sigma_s^{h \rightarrow g}(\vec{r}, \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}) \cdot \phi^h(\vec{r}, \vec{\Omega}') d^2\Omega' \quad (2-9)$$

- Source de fission :

$$Q_f^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \chi^g \sum_{h=1}^G \int_{4\pi} \nu \Sigma_f^h(\vec{r}) \cdot \phi^h(\vec{r}, \vec{\Omega}') d^2\Omega' \quad (2-10)$$

- Source fixe : $S^g(\vec{r}, \vec{\Omega})$

avec :

- Σ_t^g : la section efficace totale dans le groupe g .
- $\Sigma_s^{h \rightarrow g}$: la section efficace de diffusion du groupe h vers le groupe g .
- Σ_f^h : la section efficace de fission dans le groupe h .
- ν : le nombre moyen de neutron produit par fission.
- χ^g : le spectre de fission (probabilité qu'un neutron soit produit dans le groupe d'énergie g).

La présence d'une source fixe implique que le facteur de multiplication est $k_{eff} = 1$. Dans le cas où il n'y a pas de source fixe, l'équation de transport devient une équation à valeur propre, avec k_{eff} le facteur de multiplication. En supposant que la fission est isotrope, on aura :

$$Q_f^g(\vec{r}) = \frac{\chi^g}{4\pi k_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_f^h(\vec{r}) \phi^h(\vec{r}) \quad (2-11)$$

La forme caractéristique de l'équation de transport dans le groupe g pour un déplacement s à partir de la position \vec{r} est :

$$-\frac{d}{ds} \phi^g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \Sigma_t^g(\vec{r} - s\vec{\Omega}) \phi^g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) = Q^g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2-12)$$

Dans certains cas, l'équation est écrite sous la forme intégrale, qui est l'une des formes possibles du bilan neutronique. Cette forme intégrale peut être déduite de la forme intégral-différentielle qu'on vient de présenter, ou bien retrouvée à partir de considérations physiques portant sur la propagation dans la matière des neutrons issus des sources. Son expression nécessite la définition du parcours optique τ dans le groupe g , qui est obtenu par intégration de la section efficace totale sur le trajet du neutron :

$$\tau^g(s) = \int_0^s ds' \Sigma_t^g(\vec{r} - s'\vec{\Omega}) \quad (2-13)$$

Et on aura la forme intégrale de l'équation de transport pour un milieu infini :

$$\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty ds e^{-\tau^g(s)} Q^g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2-14)$$

On notera que la grandeur $e^{-\tau^g(s)}$, de par la nature même de la section efficace (définie comme une probabilité d'interaction du neutron avec la matière), traduit la probabilité qu'un neutron parcoure la distance s avec un facteur d'atténuation exponentiel dans la direction $\vec{\Omega}$ pour contribuer au flux au point \vec{r} . Si on se limite à un domaine fini l'équation devient :

$$\phi^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = e^{-\tau^g(b)} \phi^g(\vec{r} - b\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) + \int_0^b ds e^{-\tau^g(s)} Q^g(\vec{r} - s\vec{\Omega}, \vec{\Omega}) \quad (2-15)$$

où $\phi^g(\vec{r} - b\vec{\Omega}, \vec{\Omega})$ peut-être assimilé au flux de surface et en considérant généralement, pour la forme intégrale de l'équation de transport, que la source est isotrope :

$$Q^g(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} Q^g(\vec{r}) \quad (2-16)$$

du fait que : $\int_{\vec{\Omega}} d^2\Omega Q(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \int_{\vec{\Omega}} d^2\Omega Q(\vec{r}) = Q(\vec{r})$.

2.4 Autoprotection des résonances

Les sections efficaces de certains isotopes lourds présentent de brusques et grandes variations pour certaines valeurs d'énergie (Figure 2-5), ce qui complique leur mise en groupes (les moyenner sur chaque groupe). On cherche donc à conserver les taux de réactions multigroupes.

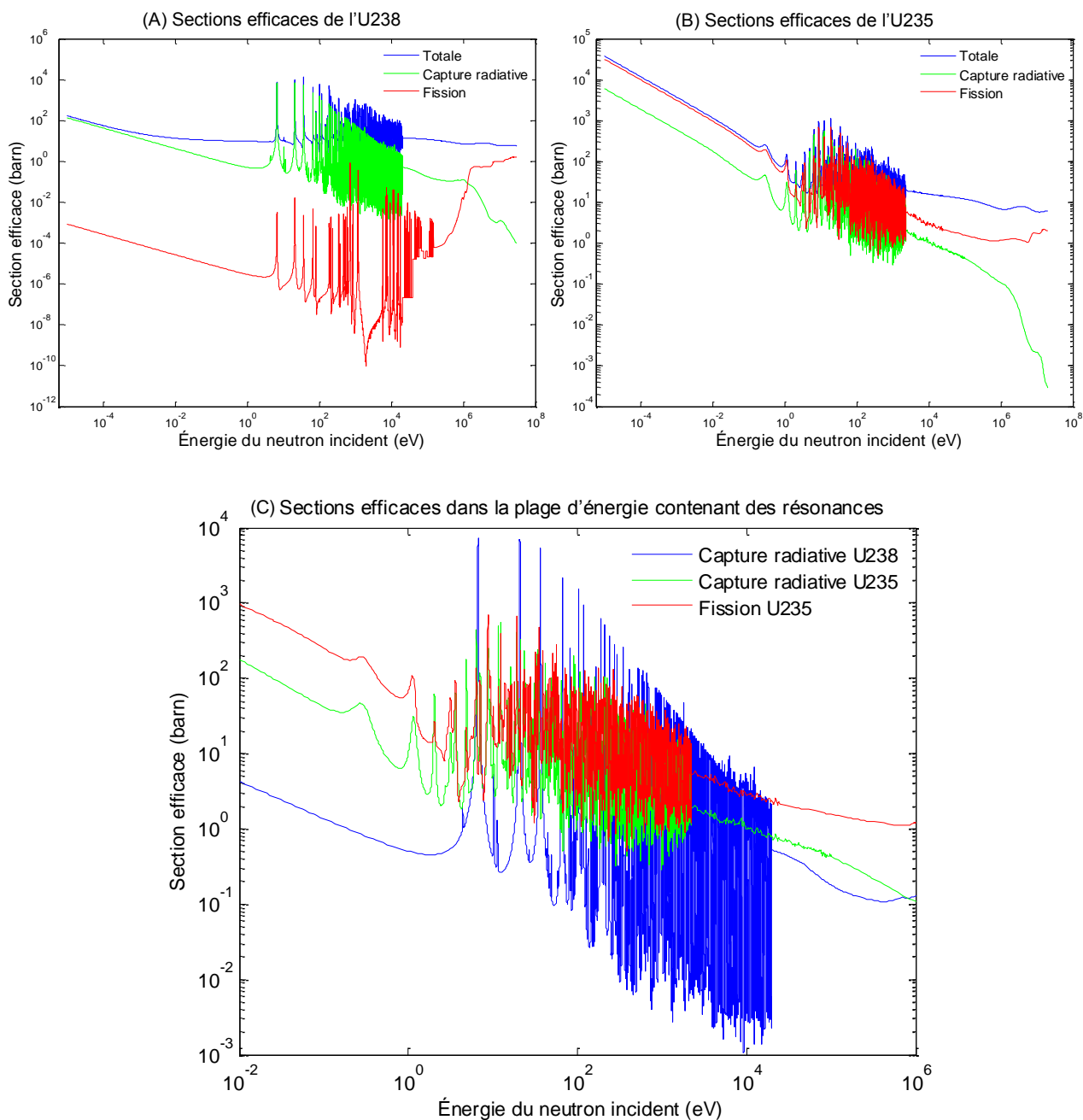


Figure 2-5 : Variation des sections efficaces en fonction de l'énergie

Données ENDFB7.1 ((IAEA), 2015)

La section efficace σ_q^g , pour la réaction de type q induite dans le groupe g par un neutron, est donc obtenue en écrivant la préservation du taux de réaction :

$$R_q^g = \sigma_q^g(\vec{r})\phi^g(\vec{r}) = \int_g \sigma_q(E)\phi(\vec{r}, E)dE \quad (2-17)$$

Dans cette équation, $\phi(\vec{r}, E)$ représente le flux scalaire à la position \vec{r} et à l'énergie E , $\phi^g(\vec{r})$ le flux scalaire pour le groupe g .

Le problème de l'équation (2-17) est que le flux ponctuel $\phi(\vec{r}, E)$ est inconnu et que le flux multigroupes $\phi^g(\vec{r})$ est solution de l'équation de transport dont on cherche à calculer les sections multigroupes $\sigma_q^g(\vec{r})$. En plus, les sections efficaces ponctuelles $\sigma_q(E)$ peuvent être résonnantes.

Une autre approche simplificatrice de l'équation (2-17) utilise, à la place du flux réel $\phi(\vec{r}, E)$ inconnu, un flux approximatif $\phi_w(E)$ indépendant de l'espace mais représentatif du système à traiter ; c'est la procédure de création des bibliothèques de données multigroupes.

$$\sigma_{q,\infty}^g = \frac{\int_g \sigma_q(E)\phi_w(E)dE}{\int_g \phi_w(E)dE} \quad (2-18)$$

Ce processus est effectué en amont du calcul de transport dans les codes déterministes pour de la création des bibliothèques sections efficaces multigroupes dites à dilution infinie.

La prise en compte directe de la nature résonnante des sections efficaces des isotopes et la distribution spatiale des matériaux contenant des noyaux résonnants dans un système n'est possible qu'avec les calculs Monte Carlo (Hammersley et Handscomb, 1964).

Avec un spectre continu, le flux neutronique se creuse au niveau des résonances, d'autant plus que la section efficace est grande, ce qui préserve donc le taux de réaction de ces grandes fluctuations. C'est cette compensation qui est connue sous le nom de l'effet d'autoprotection. Dans le cas multigroupe, la non prise en compte de ce phénomène a pour effet de faire disparaître plus de neutrons qu'on pourrait s'y attendre (Figure 2-6-a).

L'autoprotection en espace quant à elle s'explique par le rôle du modérateur. Pendant leur déplacement dans le modérateur, les neutrons ralentissent, mais quand ils entrent dans le combustible à une énergie de résonance, ils sont absorbés à la périphérie du combustible d'un réacteur à neutrons thermiques, ce qui laisse le flux quasiment nul dans les régions centrales (Figure 2-6-b).

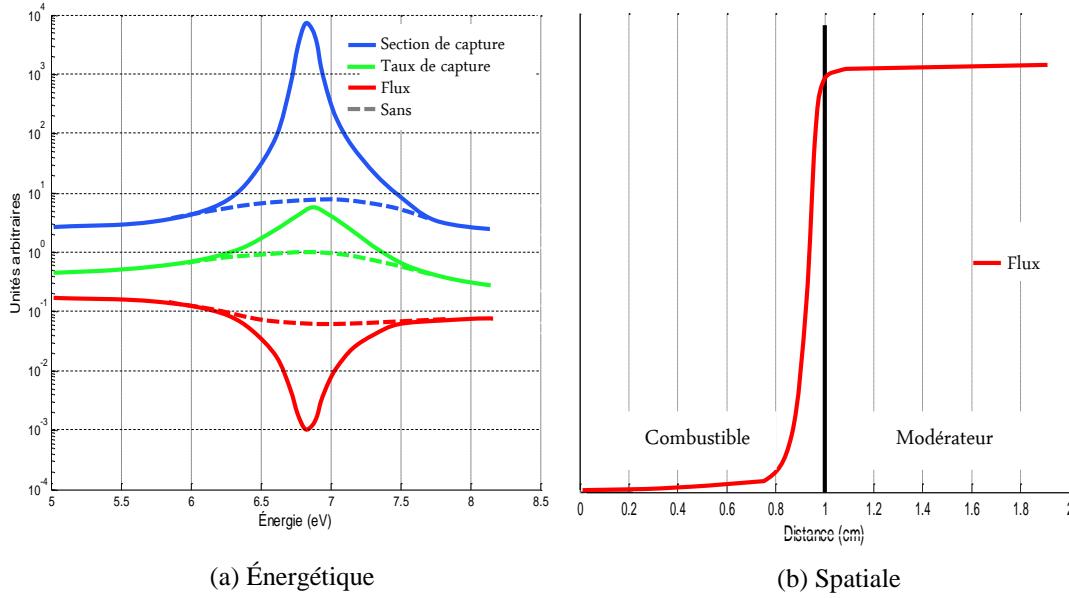


Figure 2-6 : Illustration du phénomène d'autoprotection

Comme le montre l'équation (2-17), le calcul des sections efficaces multigroupes autoprotégées d'un noyau résonnant passe par l'estimation du flux réel $\phi(\vec{r}, E)$ qui dépend des variables d'espace et d'énergie. Or, le domaine en énergie pour lequel les noyaux présentent des résonances est essentiellement le domaine du ralentissement (de quelques centaines de keV à quelques eV). Le flux utilisé pour calculer les sections efficaces multigroupes autoprotégées est donc obtenu en résolvant une équation de ralentissement. La répartition spatiale du flux est calculée par le biais d'une discrétisation des milieux contenant le noyau résonnant en différentes régions d'autoprotection notées α . On fait l'hypothèse que, dans chaque région d'autoprotection α , ce flux, noté $\phi_\alpha(E)$, est ponctuel en énergie et constant en espace. Il est utilisé pour le calcul des sections efficaces multigroupes autoprotégées dans la région α .

Cette modélisation permet d'associer à un noyau résonnant un ensemble de sections efficaces multigroupes spécifique à chaque région d'autoprotection α . Pour une réaction q , ces sections efficaces sont données, dans chaque groupe d'énergie g , par :

$$\sigma_{q,\alpha}^g = \frac{\int_g \sigma_q(u) \phi_\alpha(u) du}{\phi_\alpha^g} \quad (2-19)$$

où ϕ_α^g est le flux multigroupes dans le groupe g et la région α .

Le but de toutes les méthodes d'autoprotection est de trouver une bonne distribution du flux approximatif ϕ_α^g pour générer les sections efficaces multigroupes, dite autoprotégées, pondérées par ce flux. Livolant et Jeanpierre (Reuss, 1985) ont été les pionniers de ce domaine. Par la suite d'autre méthodes en vue le jour comme celle de Stamm'ler généralisée (Hébert et Marleau, 1991), la méthode des sous-groupes ou le modèle de Sanchez-Coste de APOLLO2 (Coste-Delclaux, 2006).

Pour plus de détails sur le phénomène d'autoprotection et ses méthodes de modélisation on peut se référer à (Coste-Delclaux, 2006 ; Hébert, 2009 ; Mattera, 1998 ; Sanchez et al., 1990 ; Hébert, 2005 ; Hébert, 2007b ; Hébert et Coste-Delclaux, 2002 ; Hébert et Marleau, 1991).

2.5 Conditions aux limites

La résolution de l'équation du transport, nécessite la connaissance des conditions aux limites, qui peuvent être de différentes natures (Figure 2-7).

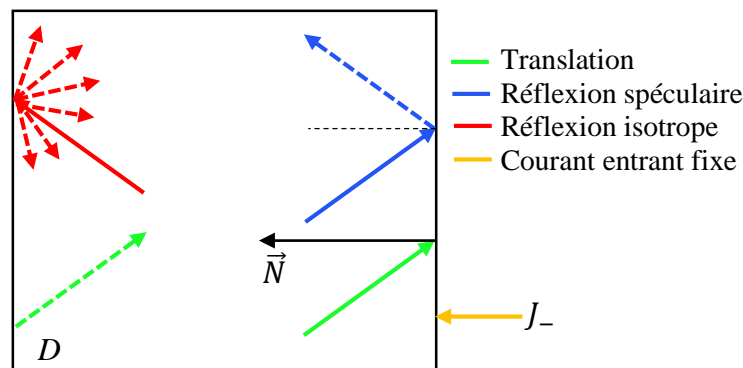


Figure 2-7 : Les différents types de conditions aux limites

Des conditions aux limites implicites sont utilisées en calcul de transport de routine pour profiter de l'avantage de la symétrie que présentent certains problèmes physiques. On présente ici quelques types des conditions aux limites fréquemment utilisées :

- La condition aux limites d'albédo donne une relation directe entre les flux entrant et sortant sur la surface S :

$$\phi^g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \beta \phi^g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}') \quad (2-20)$$

où $\vec{\Omega}$ et $\vec{\Omega}'$ sont respectivement les directions du neutron entrant et sortant au point \vec{r}_s de la surface. Le facteur β , appelé albédo, représente le coefficient de réflexion qui fournit la fraction des neutrons qui reviennent dans le domaine D , après réflexion sur la surface S , au point \vec{r}_s . Il est égal à zéro pour les conditions de vide et un pour la réflexion totale.

On note que pour la réflexion on distingue deux cas :

- La réflexion spéculaire qui correspond au cas où les neutrons entrant et sortant ont la même direction par rapport à la normale \vec{N} de la surface :

$$\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = -\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) \text{ et } (\vec{\Omega} \times \vec{\Omega}') \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) = 0 \quad (2-21)$$

- La réflexion blanche correspond à un retour des neutrons dans le domaine D avec une distribution angulaire isotrope :

$$\phi^g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \frac{\beta}{\pi} \int_{\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) > 0} d^2\Omega' |\vec{\Omega}' \cdot \vec{N}(\vec{r}_s)| \phi^g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}') \quad (2-22)$$

avec : $\vec{\Omega} \cdot \vec{N}(\vec{r}_s) < 0$.

- La condition aux limites dite périodique représente le cas où le neutron quittant la surface S retournera dans la cellule par une autre surface S' dans la même direction initiale et la condition aux limites aura la forme :

$$\phi_-^g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = T(\vec{r}_s \rightarrow \vec{r}_{s'}, \vec{\Omega}) \phi_+^g(\vec{r}_{s'}, \vec{\Omega}) \quad (2-23)$$

où $T(\vec{r}_s \rightarrow \vec{r}_{s'}, \vec{\Omega})$ est l'opérateur de transmission. D'une autre façon on peut noter que les conditions aux limites périodiques correspondent au cas où le flux à une frontière est égal au flux à une autre frontière parallèle dans un maillage périodique, donc :

$$\phi^g(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \phi^g(\vec{r}_s + \Delta\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (2-24)$$

avec $\Delta\vec{r}$ le pas de la maille.

- Un autre type de conditions aux limites correspond à un flux entrant fixe c'est-à-dire que la distribution de flux entrant dans le domaine D à travers sa surface S est connue. Dans ce travail de recherche ce flux entrant $\phi^g(\vec{r}_s, \vec{\Omega})$ correspond au courant de surface calculé par TRIPOLI. Le cas fréquent où le flux entrant est nul correspond à la condition aux limites dite du vide (c'est-à-dire $\beta = 0$).

2.6 Résolution de l'équation de transport

La diversité dans la théorie du transport des neutrons en physique des réacteurs est due à la multiplicité des formes de l'équation de transport, les dimensions et l'hétérogénéité des réacteurs, le traitement des données nucléaires, la prise en compte ou non de la dépendance temporelle, ce qui a mené au développement de nombreuses méthodes.

Ces méthodes utilisent différentes stratégies de calcul (Duderstadt et Martin, 1979 ; Lewis et Miller, 1993) et elles se regroupent dans deux grande famille (Figure 2-8) :

- Méthodes stochastiques, appelée aussi la méthode de Monte-Carlo, résout l'équation de transport dans sa forme intégrale et permet de traiter des configurations complexes en 3D.
- Méthodes déterministes, basées sur le formalisme multigroupe, utilisent soit des modèles analytiques simples pour analyser un aspect particulier du comportement des neutrons comme la théorie du ralentissement et le traitement des résonnances ; ou des approximations modifiant la forme d'origine de l'équation du transport (équation de la diffusion). Dans cette famille on trouve par exemple la méthode S_N et la méthode des caractéristiques.

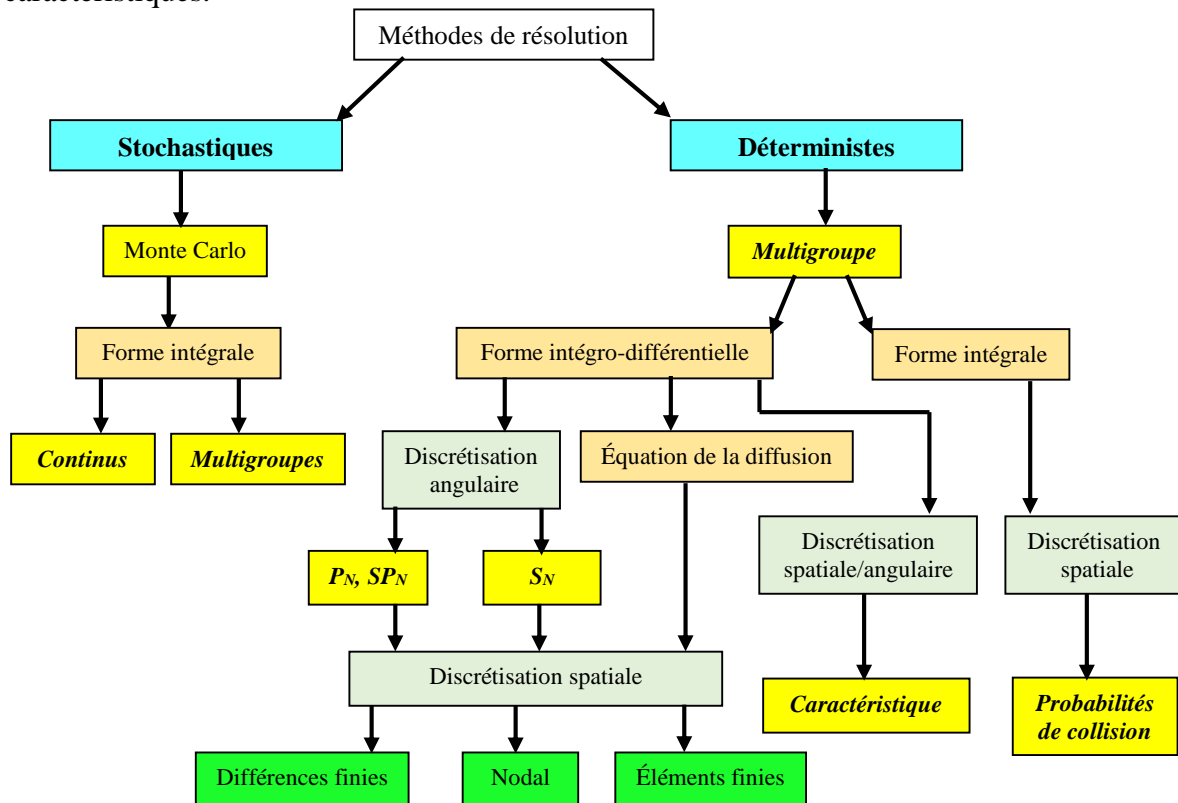


Figure 2-8 : Classification des méthodes de résolution de l'équation du transport (Coste-Delclaux et al., 2013)

2.6.1 Méthodes déterministes

L'approche déterministe est la technique la plus utilisée pour la résolution de l'équation de transport de neutrons. Elle est basée sur la discrétisation des différentes variables (espace, énergie et angle) et permet d'obtenir, par processus itératif, les grandeurs physiques recherchées. Dépendamment du système étudié, elle peut conduire à des systèmes matriciels de tailles plus ou moins importantes. Généralement pour les systèmes complexes, l'étude se fait en deux étapes. La première, dite calcul de cellule, s'effectue sur un motif élémentaire du problème (crayon ou assemblage) pour tenir compte de l'autoprotection et des interactions entre les noyaux. Elle fournit alors des sections efficaces multigroupes autoprotégées caractérisant les milieux constituant le problème étudié. Par la suite, un calcul sur l'ensemble du système (cœur) est réalisé avec les données issues de la première étape, en tenant compte des interactions des différents milieux, pour obtenir les grandeurs désirées telle la puissance, par exemple.

Les différences entre les types de discrétisations des variables et de modélisations sont la source de la variété des méthodes numériques de résolution de l'équation de Boltzmann, chacune d'elles présente des avantages et des inconvénients (Mattera, 1998).

En termes d'énergie, les méthodes déterministes ont la même discrétisation de cette variable. Ainsi, l'équation continue du transport est remplacée par une équation multigroupe. Par contre, les discrétisations spatiales et angulaires varient d'une méthode à l'autre.

L'approximation multigroupe transforme donc l'équation du transport en un système de G équations couplées à travers les termes de source. Ce système est résolu par un processus itératif sur les sources et il est composé généralement de deux niveaux : le plus "extérieur", pour obtenir les sources de fission et le plus "intérieur", impliquant l'opérateur de collision, permet l'obtention de la source totale Q et le flux (Marleau G. , 2004).

La simplification de la géométrie et le fait de se limiter aux chocs isotropes ou linéairement anisotropes (deux approximations souvent utilisées dans l'approche déterministe) réduisent considérablement les dimensions du problème. Cependant l'utilisation de telles approximations induit des erreurs systématiques sur les résultats. Malgré ce handicap, la méthode déterministe possède l'avantage de fournir un résultat dénué d'incertitude statistique et avec les nouveaux développements, les résultats sont obtenus assez rapidement pour la plupart des problèmes et avec une précision souvent très bonne.

Différentes techniques ont été développées et sont implémentées dans les codes de transport déterministes disponibles, elles se distinguent essentiellement par la discrétisation spatiale et angulaire. En résumé, l'équation de transport dépendamment de sa forme peut être résolue avec (Sanchez et McCormick, 1982 ; Coste-Delclaux et al., 2013) :

- La méthode P_N (Hébert, 2009) qui consiste à représenter le flux et la section de diffusion par un développement limité en harmoniques sphériques réelles pour tenir compte des phénomènes d'anisotropie du choc.
- La méthode S_N ou des ordonnées discrètes (Carlson et Bell, 1958) avec laquelle la variable angulaire est discrétisée suivant un certain nombre de directions (Carlson et Lathrop, 1968). Le flux est alors calculé suivant ces directions.
- La méthode MOC (Dehart, 1992) résout l'équation de transport sous sa forme caractéristique (équation 2-12). Cette approche vise à considérer le comportement des neutrons le long d'une ligne de direction $\vec{\Omega}$ appelée caractéristique (Askew, 1972).
- La méthode des probabilités de collision (Lewis et Miller, 1993).

D'autres méthodes existent (Sanchez et McCormick, 1982) comme : la méthode des ordonnées discrètes (analytique et différences finies), la méthode des éléments finis, la méthode nodale et les méthodes complémentaire (C_N) et la méthode facile (F_N)

Les méthodes des probabilités de collisions, des caractéristiques et S_N (Roy R. , 1998) sont implantées dans le code DRAGON. Cependant, on se limitera à la description de la méthode des probabilités de collisions car c'est cette dernière qui est utilisée pour mettre en œuvre notre approche de couplage.

Méthode des probabilités de premières collisions :

De toutes les méthodes de résolution de l'équation intégrale du transport, la méthode des probabilités de premières collisions (PC), dite méthode des PIJ, est la plus connue et sans nul doute la plus utilisée.

Avec les équations intégrales (2-14) et (2-15), on utilise l'hypothèse du choc isotrope qui signifie que la source Q ne dépend pas de la direction des neutrons $\vec{\Omega}$ (équation 2-16). C'est le cas considéré généralement pour la forme intégrale de l'équation de transport.

Afin de simplifier la notation, on prend en compte, dans cette partie du développement (Marleau G. , 2004), la forme monocinétique de l'équation de transport (pour chaque groupe g) à savoir :

$$[\vec{\Omega} \cdot \vec{\nabla} + \Sigma_t(\vec{r})] \cdot \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} Q(\vec{r}) \quad (2-25)$$

où la source $Q(\vec{r})$ est la somme de :

- la source de diffusion :

$$Q_s(\vec{r}) = \int_{E'} \int_{4\pi} \Sigma_s(\vec{r}, \vec{\Omega}' \cdot \vec{\Omega}, E' \rightarrow E) \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d^2\Omega' dE' \quad (2-26)$$

- la source de fission :

$$Q_f(\vec{r}) = \frac{\chi}{k_{eff}} \int_{E'} \nu \Sigma_f(\vec{r}, E') \left[\int_{4\pi} \phi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') d^2\Omega' \right] dE' \quad (2-27)$$

- la source fixe : $S(\vec{r})$ (si elle existe).

Pour évaluer le flux de neutrons à un point \vec{r} dû au neutron créé à tout point \vec{r}' l'avoisinant ($\vec{r}' = \vec{r} - R\vec{\Omega}$), la forme intégrale de l'équation de transport (2-15) devient :

$$\phi(\vec{r}, \vec{\Omega}) = e^{-\tau(\vec{R}_S)} \phi(\vec{r}_S, \vec{\Omega}) + \frac{1}{4\pi} \int_0^R e^{-\tau(R')} Q(\vec{r}') dR' \quad (2-28)$$

En intégrant cette équation (2-28) sur toutes les directions, on trouve le flux scalaire en fonction du flux angulaire entrant $\phi_-(\vec{r}_s, \vec{\Omega})$ et la source $Q(\vec{r})$ c'est-à-dire :

$$\phi(\vec{r}) = \int_s \frac{e^{-\tau(R_S)}}{R_S^2} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_-) \phi_-(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) d^2r'_s + \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{e^{-\tau(R)}}{R^2} Q(\vec{r}') d^3r' \quad (2-29)$$

Ici on a utilisé :

$$d^3r = R^2 d^2\Omega dR$$

$$(\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_-) d^2r = R_S^2 d^2\Omega$$

$$\tau(x) = \int_0^x \Sigma(R) dR$$

$$\phi(\vec{r}) = \int_{4\pi} d^2\Omega \phi(\vec{r}, \vec{\Omega})$$

avec \vec{r}_s un point sur la surface S ($\vec{r}_s = \vec{r} - R_S \vec{\Omega}$) où l'une des conditions aux frontières (équations (2-20) à (2-24)) sera appliquée.

De même on trouve le flux sortant à la surface S limité par \vec{r}_s :

$$\phi_+(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = e^{-\tau(R_s)} \phi_-(\vec{r}_s', \vec{\Omega}) + \int_0^{R_s} e^{-\tau(R')} Q(\vec{r}') dR'$$

On divise le domaine en N_V régions de volume V_i et on suppose que les sections efficaces et la source à l'intérieur de chaque région sont constantes (Marleau G. , 2001) :

$$\forall \vec{r} \in V_i \rightarrow \begin{cases} \Sigma(\vec{r}) = \Sigma_i \\ Q(\vec{r}) = Q_i \end{cases} \quad (2-30)$$

On considère aussi que la frontière externe S est composée de N_S surfaces de superficie S_α . Le flux angulaire (entrant/sortant) sur ces surfaces peut être donné par une expansion en série d'harmoniques sphériques $\psi^\nu(\vec{\Omega}, \vec{N}_\pm)$:

$$\phi_\pm(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\nu=0}^{N_V} \phi_\pm^\nu(\vec{r}_s, \vec{\Omega}) \psi^\nu(\vec{\Omega}, \vec{N}_\pm) \quad (2-31)$$

Avec :

$$\psi^\nu(\vec{\Omega}, \vec{N}_\pm) = \begin{cases} 1 & \text{pour } \nu = 0 \\ \sqrt{2} (3\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_\pm - 2) & \text{pour } \nu = 1 \\ 2\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_\pm^2 & \text{pour } \nu = 2 \\ 2\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_\pm^3 & \text{pour } \nu = 3 \end{cases}$$

de façon que $\vec{N}_\pm^1 = \vec{N}_\pm$, avec les vecteurs \vec{N}_\pm^1 , \vec{N}_\pm^2 et \vec{N}_\pm^3 qui forment les vecteurs unitaires d'une base tridimensionnelle à la surface S . On se limite souvent à un développement en série d'harmoniques sphériques d'ordre $N_V = 4$ et ces harmoniques sphériques satisfont la relation d'orthogonalité :

$$\int_{(\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_\pm) > 0} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_\pm) \psi^\nu(\vec{\Omega}, \vec{N}_\pm) \psi^\mu(\vec{\Omega}, \vec{N}_\pm) d^2\Omega = \pi \delta_{\nu\mu}$$

avec $\delta_{\nu\mu}$ le Kronecker.

On définit aussi le flux scalaire moyen dans chaque région i par :

$$\phi_i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} \phi(\vec{r}) d^3r \quad (2-32)$$

On note que dans le cas où le flux est uniforme dans le volume V_i on aura :

$$\phi(\vec{r}) = \phi_i \quad (2-33)$$

et si le flux angulaire est uniforme sur la surface S_α en utilisera :

$$\phi_{\pm}(\vec{r}_S, \vec{\Omega}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\nu=0}^{N_\nu} \phi_{\pm}^{\nu} \psi^{\nu}(\vec{\Omega}, \vec{N}_{\pm}) \quad (2-34)$$

En intégrant l'équation de transport (2-29) sur le volume V_i et en utilisant le flux scalaire (équation (2-32)) et le flux surfacique (équation (2-34)), on obtient le flux moyen dans la région i en supposant que les composantes du flux angulaire $\phi_{\pm}^{\nu}(\vec{r}_S)$ sont constantes et égales à $\phi_{\pm, \alpha}^{\nu}$ sur chaque surface S_{α} :

$$V_i \phi_i = \sum_{\alpha=1}^{N_S} \sum_{\mu=0}^{N_\nu} \int_{V_i} \int_{S_{\alpha}} \frac{e^{-\tau(R_S)}}{4\pi R_S^2} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_{-}) \phi_{-, \alpha}^{\nu} \psi^{\nu}(\vec{\Omega}, \vec{N}_{-}) d^3 r d^2 r' + \sum_{j=0}^{N_V} \int_{V_i} \int_{V_j} \frac{e^{-\tau(R)}}{4\pi R^2} Q_j d^3 r' d^3 r \quad (2-35)$$

Le terme $\frac{e^{-\tau(R)}}{4\pi R^2}$ représentant le flux (sans choc intermédiaire) au point \vec{r} pour un neutron émis de façon isotrope au point \vec{r}' , son produit par $\Sigma(\vec{r})$ représente la densité de (premières) collisions au point \vec{r} pour ce même neutron.

On peut aussi obtenir l'équation du flux sortant de la surface S_{α} sous la forme :

$$\frac{S_{\alpha}}{4} \phi_{+, \alpha}^{\nu} = \sum_{\beta=1}^{N_S} \sum_{\mu=0}^{N_\nu} \int_{S_{\alpha}} \int_{S_{\beta}} \frac{e^{-\tau(R_S)}}{4\pi R_S^2} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_{+}) \psi^{\nu}(\vec{\Omega}, \vec{N}_{+}) (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_{-}) \psi^{\mu}(\vec{\Omega}, \vec{N}_{-}) \phi_{-, \beta}^{\mu} d^2 r d^2 r' + \sum_{j=0}^{N_V} \int_{S_{\alpha}} \int_{V_j} \frac{e^{-\tau(R)}}{4\pi R^2} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_{+}) \psi^{\nu}(\vec{\Omega}, \vec{N}_{+}) Q_j d^3 r' d^2 r \quad (2-36)$$

Avec la même approche on peut discrétiser les conditions aux limites pour obtenir leur forme générique :

$$\phi_{-, \alpha}^{\nu} = \phi_{0, \alpha}^{\nu} + \sum_{\beta=1}^{N_S} \sum_{\mu=1}^{N_\nu} A_{\alpha, \beta}^{\nu, \mu} \phi_{+, \alpha}^{\mu} \quad (2-37)$$

avec $\phi_{0, \alpha}^{\nu}$ le flux angulaire entrant imposé et $A_{\alpha, \beta}^{\nu, \mu}$ la matrice des conditions aux limites qui donne la relation entre le flux sortant d'une surface et le flux entrant d'une autre surface. Cette équation constitue une formulation générale des conditions aux frontières, car en pratique on a soit un flux entrant imposé $\phi_{0, \alpha}^{\nu}$ soit des conditions d'albédo ($A_{\alpha, \beta}^{\nu, \mu}$).

En se basant sur les équations (2-35) et (2-36), on peut définir quatre types de probabilités de collisions (Marleau G. , 2001) :

- La probabilité qu'un neutron, émis uniformément dans le volume V_i , subisse sa première collision dans le volume V_j :

$$\tilde{p}_{ij} = V_i p_{ij} = \int_{V_i} \int_{V_j} \frac{e^{-\tau(R)}}{4\pi R^2} d^3 r' d^3 r \quad (2-38)$$

- La probabilité qu'un neutron, émis uniformément dans le volume V_i , atteigne la surface S_α :

$$\tilde{p}_{i\alpha}^\nu = V_i p_{i\alpha}^\nu = \int_{V_i} \int_{S_\alpha} \frac{e^{-\tau(R_S)}}{4\pi R_S^2} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_-) \psi^\nu(\vec{\Omega}, \vec{N}_-) d^3 r' d^2 r \quad (2-39)$$

- La probabilité qu'un neutron, entrant uniformément par la surface S_α , subisse sa première collision dans le volume V_i :

$$\tilde{p}_{\alpha i}^\nu = \frac{S_\alpha}{4} p_{\alpha i}^\nu = \int_{S_\alpha} \int_{V_i} \frac{e^{-\tau(R)}}{4\pi R^2} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_+) \psi^\nu(\vec{\Omega}, \vec{N}_+) d^2 r' d^3 r \quad (2-40)$$

- La probabilité qu'un neutron, entrant uniformément et de façon isotrope par S_α , traverse la matière que celle-ci entoure, sans subir de collisions, avant d'atteindre une autre surface S_β :

$$\tilde{p}_{\alpha\beta}^{\nu\mu} = \frac{S_\alpha}{4} p_{\alpha\beta}^{\nu\mu} = \int_{S_\alpha} \int_{S_\beta} \frac{e^{-\tau(R_S)}}{4\pi R_S^2} (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_-) \psi^\nu(\vec{\Omega}, \vec{N}_-) (\vec{\Omega} \cdot \vec{N}_+) \psi^\mu(\vec{\Omega}, \vec{N}_+) d^2 r d^2 r' \quad (2-41)$$

On obtient finalement l'équation de transport sous la forme :

$$\phi_i = \sum_{\alpha=1}^{N_S} \sum_{\mu=0}^{N_\nu} p_{i\alpha}^\mu \phi_{-, \alpha}^\nu + \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij} Q_j \quad (2-42)$$

$$\phi_{+, \alpha}^\nu = \sum_{\beta=1}^{N_S} \sum_{\mu=0}^{N_\nu} p_{\alpha\beta}^{\nu\mu} \phi_{-, \beta}^\nu + \sum_{j=1}^{N_V} p_{\alpha j}^\nu Q_j \quad (2-43)$$

que l'on peut transformer sous une forme matricielle :

$$\vec{\phi} = P_{vs} \vec{J}_- + P_{vv} \vec{Q} \quad (2-44)$$

$$\vec{J}_+ = P_{ss} \vec{J}_- + P_{sv} \vec{Q} \quad (2-45)$$

où $\vec{\phi}$, \vec{J}_\pm et \vec{Q} sont des vecteurs qui respectivement contiennent ϕ_i , $\phi_{\pm, \alpha}^\nu$ et Q_j . Aussi les matrices P_{vv} , P_{vs} , P_{sv} et P_{ss} respectivement contiennent les éléments p_{ij} , $p_{i\alpha}^\mu$, $p_{\alpha i}^\nu$ et $p_{\alpha\beta}^{\nu\mu}$.

À partir de la symétrie du parcours optique τ , les matrices de probabilités de collisions vérifient les relations de réciprocité suivantes :

$$V_i p_{ij} = \tilde{p}_{ij} = \tilde{p}_{ji} = V_j p_{ji} \quad (2-46)$$

$$V_i p_{i\alpha}^\nu = \tilde{p}_{i\alpha}^\nu = \tilde{p}_{\alpha i}^\nu = \frac{S_\alpha}{4} p_{\alpha i}^\nu \quad (2-47)$$

$$\frac{S_\alpha}{4} p_{\alpha\beta}^{\nu\mu} = \tilde{p}_{\alpha\beta}^{\nu\mu} = \tilde{p}_{\beta\alpha}^{\mu\nu} = \frac{S_\beta}{4} p_{\beta\alpha}^{\mu\nu} \quad (2-48)$$

Les probabilités de collisions respectent aussi les relations de conservation classiques qu'on peut dériver facilement de l'équation intégrro-différentielle de transport. En utilisant la relation de symétrie et en assumant que la source est isotrope est uniforme dans le volume V_i avec la considération du cas où le courant entrant par la surface S_β est uniforme dans la direction μ , on trouve :

$$\sum_{\alpha=1}^{N_S} \frac{S_\alpha}{4} p_{\alpha j}^0 + \sum_{i=1}^{N_V} \Sigma_i V_i p_{ij} = V_j \quad (2-49)$$

$$\sum_{\alpha=1}^{N_S} p_{j\alpha}^0 + \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij} \Sigma_j = 1 \quad (2-50)$$

$$\sum_{\alpha=1}^{N_S} \frac{S_\alpha}{4} p_{\alpha\beta}^{0\mu} + \sum_{i=1}^{N_V} \Sigma_i V_i p_{i\beta}^0 = \frac{S_\beta}{4} \delta_{0\mu} \quad (2-51)$$

$$\sum_{\beta=1}^{N_S} p_{\alpha\beta}^{v0} + \sum_{i=1}^{N_V} p_{\alpha i}^0 \Sigma_i = \delta_{0v} \quad (2-52)$$

Dans le cas d'un problème sans le flux entrant fixe, la forme matricielle des conditions aux limites, suivant l'équation (2-37), est :

$$\vec{J}_- = A \vec{J}_+ \quad (2-53)$$

qu'on utilise pour modifier l'équation matricielle du flux (2-44) et celle des courants (2-45) :

$$\vec{J}_- = A P_{ss} \vec{J}_- + A P_{sv} \vec{Q}$$

$$\vec{J}_- = (I - A P_{ss})^{-1} A P_{sv} \vec{Q}$$

avec I est la matrice identité

$$\vec{J}_- = A (I - P_{ss} A)^{-1} P_{sv} \vec{Q}$$

$$\vec{J}_- = (A^{-1} - P_{ss})^{-1} P_{sv} \vec{Q}$$

L'équation de transport (2-44) devient donc :

$$\vec{\phi} = [P_{vv} + P_{vs} (A^{-1} - P_{ss})^{-1}] \vec{Q} \quad (2-54)$$

ce qui donne :

$$\vec{\phi} = P_{c,vv} \vec{Q} \quad (2-55)$$

avec la matrice complète de probabilités de collisions donnée par :

$$P_{c,vv} = P_{vv} + P_{vs} (A^{-1} - P_{ss})^{-1} P_{sv} \quad (2-56)$$

Dans le cas de conditions aux limites d'albédo, $A_{\alpha\beta}^{\nu\mu}$, selon l'équation (2-37), est donnée par :

$$A_{\alpha\beta}^{\nu\mu} = \beta_{\alpha} \delta_{\alpha\beta} \delta^{\nu\mu} \quad (2-57)$$

avec β_{α} : le coefficient de réflexion à la surface S_{α} .

Ce qui nous donnera pour une cellule totalement entourée du vide ($\beta_{\alpha} = 0$) :

$$P_{c,vv} = P_{vv} \quad (2-58)$$

Cependant dans DRAGON (Marleau G. , 2004 ; Roy R. , 2003), on réécrit l'équation de transport (2-55) pour inclure le terme de la diffusion $\vec{Q}_{w,s}$ du groupe g vers lui-même au côté gauche de l'équation.

En posant :

$$\vec{Q}_{d,s} = \sum_{h < g} \Sigma_s^{h \rightarrow g} \vec{\phi}^h \quad (2-59)$$

$$\vec{Q}_{u,s} = \sum_{h > g} \Sigma_s^{h \rightarrow g} \vec{\phi}^h \quad (2-60)$$

$$\vec{Q}_{w,s} = \Sigma_s^{g \rightarrow g} \vec{\phi}^g \quad (2-61)$$

on peut écrire : $\vec{Q} = \vec{Q}_{u,s} + \vec{Q}_{w,s} + \vec{Q}_{d,s} + \vec{Q}_f$

et on aura : $\vec{\phi} = P_{c,vv}(\vec{Q}_{u,s} + \Sigma_s^{g \rightarrow g} \vec{\phi} + \vec{Q}_{d,s} + \vec{Q}_f)$

ce qui donne : $\vec{\phi}(I - P_{c,vv}\Sigma_s^{g \rightarrow g}) = P_{c,vv}(\vec{Q}_{u,s} + \vec{Q}_{d,s} + \vec{Q}_f)$

finalement : $\vec{\phi} = (I - P_{c,vv}\Sigma_s^{g \rightarrow g})^{-1} P_{c,vv}(\vec{Q}_{u,s} + \vec{Q}_{d,s} + \vec{Q}_f)$

et la nouvelle formule de l'équation de transport sera :

$$\vec{\phi} = W_{vv}(\vec{Q}_{u,s} + \vec{Q}_{d,s} + \vec{Q}_f) \quad (2-62)$$

ce qui veut dire que pour chaque groupe g le flux dans le volume V_i est donné par l'équation suivante :

$$\phi_i^g = \sum_{j=1}^{N_v} \left[W_{ij}^g \left(\sum_{h \neq g} \Sigma_{s,j}^{h \rightarrow g} \phi_j^h + \frac{\chi_j^g}{k_{eff}} \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,j}^h \phi_j^h \right) \right] \quad (2-63)$$

où W_{vv} , appelée matrice des probabilités de collisions modifiées par la diffusion, est une matrice multigroupes diagonale qui contient les éléments suivants :

$$W_{vv}^g = (I - P_{c.vv}^g \Sigma_s^{g \rightarrow g}) P_{c.vv}^g \quad (2-64)$$

On peut résoudre cette équation de transport (2-63) par un processus itératif en deux étapes. Une itération externe, appelée itération de puissance, qui implique une itération sur les sources de fission et la détermination du facteur de multiplication k_{eff} , on y traite que la diffusion dues aux sections $\Sigma_{d,s}^g$ seulement, en supposant que les sections efficaces $\Sigma_{u,s}^g$ s'annulent. Une autre boucle itérative (itération interne) dite multigroupes où on utilise les sources fixes pour évaluer les comportements spatiaux et en énergie des neutrons en considérant aussi des sections efficaces $\Sigma_{u,s}^g$.

2.6.2 Méthode stochastique

À l'opposé des méthodes déterministes, la méthode stochastique (Metropolis et Ulam, 1949), appelée aussi méthode de Monte Carlo (Hammersley et Handscomb, 1964), ne contient pas les approximations sur les phénomènes physiques. Son avantage est de pouvoir simuler des géométries complexes en 3D et elle est généralement applicable directement à toute nouvelle configuration ; contrairement à la méthode déterministe pour laquelle il faut développer de nouvelles procédure de calcul pour tout problème n'entrant pas dans son champ d'application. Son point faible est sa lenteur par rapport aux méthodes déterministes, les calculs durent souvent des jours voire des mois, pour atteindre les précisions requises.

Actuellement, les calculs Monte Carlo sont principalement utilisés comme calculs de référence ou étalons, généralement pour quantifier la précision des calculs déterministes. Les calculs de conception et de suivi des réacteurs sont généralement effectués à l'aide de codes déterministes car le temps de calcul est suffisamment faible et les erreurs sont assez bonnes.

Le principe de la méthode de Monte Carlo (Lux et Koblinger, 1991) est stochastique (processus aléatoires) permettant à calculer des valeurs moyennées en simulant un grand nombre d'événements représentant les histoires de particules dans la matière. Une histoire commence par la naissance de la particule (émission à partir d'une source) et se termine par sa mort (absorption ou fuite). Entre ces deux états, on tient compte des diverses possibilités d'interactions, décrites à l'aide des données nucléaires (bibliothèques de sections efficaces), avec les matériaux qui composent les différentes régions du système.

La méthode est ainsi basée sur l'utilisation de nombres aléatoires ou pseudo-aléatoires utiles à la détermination des grandeurs recherchées (appelées scores). Plusieurs codes stochastiques sont utilisés dans le monde comme MCNP (Briesmeister, 2000), VIM (NED, 2008), TART (Cullen, 2012), SERPENT (Leppänen, 2015), OPENMC (MIT, 2014) ou TRIPOLI (Both et al., 1994).

Pour mieux comprendre les principes généraux de la résolution de l'équation du transport par la méthode de Monte-Carlo, on rappelle la définition de la réponse $R(i)$ d'un détecteur (Coste-Delclaux et al., 2013), qui spécifie la grandeur physique recherchée (flux, taux de réaction) intégrée dans une région i de l'espace des phases $D(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$R(i) = \int_i \xi(P) \phi(P) dP \quad (2-65)$$

Sachant que $\xi(P)$ est la fonction réponse (elle vaut 1 pour le calcul du flux ou elle est égale à la section efficace Σ_q pour le calcul d'un taux de la réaction q par exemple), le produit de $\xi(P)$ et du flux angulaire des neutrons $\phi(P)$ représente donc la grandeur recherchée au point P de l'espace des phases.

On définit les opérateurs déplacement et collision (Giffard, 2000 ; Dehaye, 2014) dont les noyaux sont respectivement donnés par les équations suivantes :

$$T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\vec{r} = \left[\exp(-\int_0^R \Sigma_t(\vec{r} - R'\vec{\Omega}, E) dR') \right] \Sigma_t(\vec{r}, E) dR \quad (2-66)$$

avec : $\vec{r} = \vec{r}' + R'\vec{\Omega}$.

Le terme $\left[\exp(-\int_0^R \Sigma_t(\vec{r} - R'\vec{\Omega}, E) dR') \right] \Sigma_t(\vec{r}, E)$ représente la densité de probabilité pour le neutron de parcourir la distance $R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ sans subir de collisions et d'avoir sa première collision en \vec{r} .

Le noyau de collision $C(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega})$ est défini tel que $C(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) dE' d^2\Omega'$ représente le nombre de particules émises dans l'angle solide $\vec{\Omega}$ et à l'énergie E à la suite d'un choc au point \vec{r} des particules d'énergie E' et se dirigeant selon $\vec{\Omega}'$.

$$C(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) = \Sigma_s(\vec{r}, E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) / \Sigma_t(\vec{r}, E') \quad (2-67)$$

Avec la présence d'une source $S(P')$, on définit aussi l'opérateur source :

$$Q(P) = \int_D S(P') T(P' \rightarrow P) dP' \quad (2-68)$$

qui représente les particules sources arrivant du point P' directement vers P sans avoir subi de collisions.

Pour prendre en compte le enchainement entre le déplacement et la collision on définit l'opérateur intégral de transport $K(P' \rightarrow P)$ qui fait passer la particule du point P' au point P tels que :

$$K(P' \rightarrow P) = C(\vec{r}', E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, E, \vec{\Omega}) \quad (2-69)$$

qui représente la probabilité qu'a une particule partant du point $P'(\vec{r}', E', \vec{\Omega}')$ de se rendre au point $P(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ par collision puis par déplacement.

Aussi l'opérateur :

$$L(P' \rightarrow P) = T(\vec{r}' \rightarrow \vec{r}, E, \vec{\Omega}) C(\vec{r}', E' \rightarrow E, \vec{\Omega}' \rightarrow \vec{\Omega}) \quad (2-70)$$

représente la probabilité qu'a une particule, partant du point P' , de se rendre au point P par déplacement puis par collision.

L'expression de la densité de collision qui représente les neutrons subissant une collision au point P est :

$$\psi(P) = \psi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_t(\vec{r}, E) \phi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \Sigma_t(P) \phi(P) \quad (2-71)$$

et d'ici, la densité de collision entrante, qui est le nombre de particules qui subissent une collision après un déplacement, sera :

$$\psi(P) = \int_D K(P' \rightarrow P) \psi(P') + \psi_1(P) \quad (2-72)$$

où $\psi_1(P)$ représente la densité de collision en P due seulement aux particules n'ayant pas précédemment subi de collisions (c'est la première collision de ces particules depuis leur naissance à partir de la source $Q(P)$) :

$$\psi_1(P) = \int_D T(P' \rightarrow P) Q(P')$$

La densité de collision sortante est le nombre de particules qui sortent de collisions ajouté au nombre de particules émises par les sources (elles vont parcourir un trajet) :

$$\Phi(P) = \int_D L(P' \rightarrow P) \psi(P') + \Phi_0(P) \quad (2-73)$$

Le terme $\Phi_0(P)$ est la densité de collision sortante en P qui est seulement due aux particules sources en ce point (ni déplacement ni collision), soit :

$$\Phi_0(P) = Q(P)$$

Il est commode ici de réécrire l'expression de la réponse du détecteur $R(i)$ (équation 2-65) en introduisant la densité de collision des neutrons entrant en collision :

$$R(i) = \int_i \frac{\xi(P)}{\Sigma_t(P)} \psi(P) dP \quad (2-74)$$

En exprimant la densité de collision entrante en fonction de la densité de collision sortante et avec la définition de l'opérateur source, la forme intégrale de l'équation de Boltzmann peut être écrite avec la densité de collision $\psi(P)$ sous la forme compacte ci-après :

$$\psi(P) = \int_D K(P' \rightarrow P) \psi(P') + Q(P) \quad (2-75)$$

Cette équation fait directement intervenir la source physique de particules, ainsi que des densités de particules. Ceci simplifie la technique, car pour chaque particule une suite de "transport-collision" est générée de sorte qu'il est aisé d'obtenir les densités entrante et sortante ($\psi(P)$ et $\Phi(P)$ respectivement) en se plaçant avant ou après la collision.

L'importance d'une particule située au point P représente mathématiquement sa contribution à la réponse du détecteur $R(P)$ (représentant le phénomène recherché de section efficace Σ_ε). L'importance $I_p(P)$ de cette particule, ayant une densité de collision $\psi(P)$ à la suite d'une série de déplacements et de collisions successifs, est alors :

$$I_p(P) = \int_D \frac{\Sigma_\varepsilon(P)}{\Sigma_t(P)} \psi(P') dP' \quad (2-76)$$

Dans les équations ci-dessus, les intégrales portent uniquement sur le domaine de réponse du détecteur, $R(P)$ étant nul en dehors de ce domaine.

Avec la méthode Monte Carlo on distingue deux modes de traitement de la propagation des neutrons : sous-critique et critique. Dans le premier, dit mode source (avec une source externe), chaque neutron est suivi individuellement jusqu'à sa disparition avec tous les neutrons qu'il a pu engendrer. A la fin du processus lié à la première particule, une seconde particule est émise, et ainsi de suite. Chaque particule évolue donc de manière indépendante dans le système et la convergence du calcul implique l'état sous-critique du système. Pour le mode critique (mode

k_{eff}) la production de neutrons se fait majoritairement par la fission et plusieurs neutrons (une génération) qui sont suivis jusqu'à leur mort. Là, les neutrons produits durant un cycle constituent la source neutronique pour le cycle suivant et ainsi de suite. Le rapport des nombres de neutron de deux cycles successifs fournit le facteur de multiplication effectif.

La résolution de l'équation du transport par la méthode Monte est basée sur la loi des grands nombres pour estimer la valeur des grandeurs recherchées (Coste-Delclaux et al., 2013), selon les étapes suivantes :

- a) Définir un jeu d'événements qui représente les histoires des particules durant leurs trajectoires dans le système.
- b) Associer à la grandeur cherchée $R(i)$ une variable aléatoire $X(i)$, nommée estimateur de $R(i)$. Durant sa trajectoire, si un neutron pénètre dans la région de résultat i , on attribue à $X(i)$ une valeur ω (appelée score) qui est égale, si une interaction a lieu en un point P , à $\frac{\xi(P)}{\Sigma_t(P)}$, suivant la définition de la réponse $R(i)$ (équation (2-74)). Sinon le score correspond à $\omega = 0$.
- c) Choisir aléatoirement, pour les particules, les propriétés de l'évènement (tirage du parcours, type d'interaction, énergie et direction) selon les caractéristiques de la source et les matériaux du système. Les densités de probabilité de ces évènements est représentée par $E[X(i)]$, espérance mathématique de $X(i)$, de sorte que :

$$E[X(i)] = R(i) \quad (2-77)$$

- d) Simuler indépendamment les histoires de particules pour N batchs (générations) de M particules chacun pour obtenir le score $\omega_{m,n}(i)$ associé à l'histoire de la particule m du batch n . La moyenne empirique de ces score donne l'estimation $\tilde{X}_n(i)$ correspondante de $R(i)$, $n = 1:N$,

$$\tilde{X}_n(i) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \omega_{m,n}(i) \quad (2-78)$$

$\tilde{X}_n(i)$ par définition tend vers l'espérance ($\lim_{M \rightarrow \infty} \tilde{X}_n(i) = E[X(i)]$).

- e) La loi des grands nombres permet d'estimer la réponse $R(i)$ cherchée à partir de la moyenne empirique $\bar{X}_N(i)$ des estimations $\tilde{X}_n(i)$:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \bar{X}_N(i) = R(i) \quad (2-79)$$

avec : $\bar{X}_N(i) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \tilde{X}_n(i)$.

En pratique les nombres pseudo-aléatoires vont permettre d'effectuer le calcul d'un grand nombre $\tilde{X}_n(i)$ de variables $X(i)$ et selon le théorème de la limite centrale, les quantités $\tilde{X}_n(i)$ sont distribuées selon une gaussienne. La moyenne $\bar{X}_N(i)$, puisque $M \times N$ est grand et fini, est alors considérée comme égale à la grandeur recherchée.

L'estimation de la variance $\sigma_{\bar{X}_N}^2$ correspondant à $\bar{X}_N(i)$ est définie par :

$$\sigma_{\bar{X}_N}^2 = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{n=1}^N \left(X_n(i) - \bar{X}_N(i) \right)^2 \quad (2-80)$$

Ce qui représente la dispersion des variables aléatoires $X(i)$ autour de l'espérance $E[X(i)]$. En théorie, la variance devrait être obtenue suivant la relation :

$$\sigma^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (X(i) - E[X(i)])^2 \quad (2-81)$$

L'écart-type $\sigma_{\bar{X}_N}$ décroît en \sqrt{N} . Donc plus le nombre N de particules est grand, plus l'écart-type est petit par rapport à $\tilde{X}_n(i)$, ce qui explique la lenteur des calculs Monte Carlo. On définit alors la grandeur q appelée facteur de qualité caractérisant la vitesse de convergence d'un calcul :

$$q = \frac{1}{\sigma_{\bar{X}_N}^2 t} \quad (2-82)$$

Dans les code Monte Carlo, l'intervalle de confiance est défini par :

$$c(e) = \text{probabilité} \{ \bar{X}_N(i) - e \leq X(i) \leq \bar{X}_N(i) + e \} \quad (2-83)$$

Généralement e correspond à un multiple de $\sigma_{\bar{X}_N}$ pour estimer l'intervalle de confiance. Pour les calculs de criticité par exemple la valeur du k_{eff} est estimée avec un $e = 3\sigma_{\bar{X}_N}$, ce qui correspond à un intervalle de confiance de 99.7%.

Donc, pour chaque batch (N au total), de M particules simulées les unes après les autres (Figure 2-9), n neutron sont émis et formeront la source pour le batch suivant. À la fin du batch, le résultat de $X(i)$ est combiné à ceux de tous les batchs précédents pour calculer la moyenne $\bar{X}_N(i)$ ainsi qu'une estimation $\sigma_{\bar{X}_N}$ de l'écart-type. Le calcul ne se termine qu'une fois si $\bar{X}_N(i)$ respect l'intervalle de confiance et dans ce cas cette moyenne sera considérée comme le résultat final.

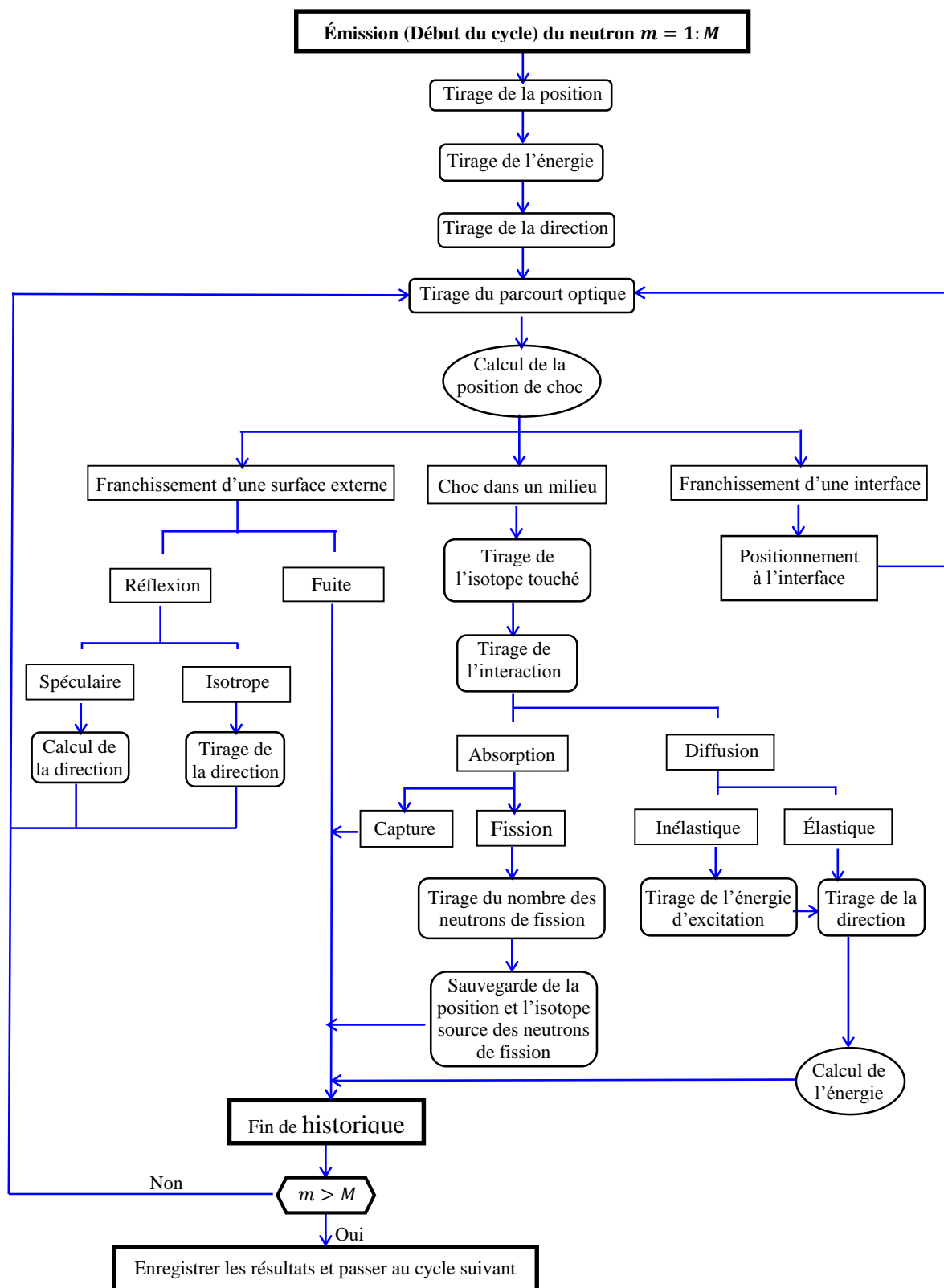


Figure 2-9 : Processus standard de la simulation Monte Carlo
(Giffard, 2000)

Certains codes Monte Carlo permettent de profiter du fait de travailler par batches. On peut ainsi arrêter la simulation si l'incertitude est satisfaisante ou si, au contraire, le taux de décroissance des incertitudes ne change pas.

La source lors du premier batch est soit connue, comme pour les calculs de radioprotection, soit donnée par l'utilisateur comme une source d'initialisation simple (calcul de criticité). Pour les batches suivant, c'est la fission qui régénère la source d'un batch à l'autre. Généralement les premiers batches servent à l'initialisation de la source et ne contribuent pas au calcul de la moyenne $\tilde{X}_n(i)$. Au fur et à mesure que le nombre de batches simulés augmente, le système évolue vers une situation d'équilibre (Brown, 2009).

La Figure 2-10 représente une comparaison entre les approches déterministe (à gauche) et stochastique (à droite) dans le cas d'un calcul critique (Brown, 'K-effective of the World' and other concerns for Monte Carlo eigenvalue calculations, 2011) pour évaluer le facteur de multiplication effectif k_{eff} par la méthode de l'itération de la puissance.

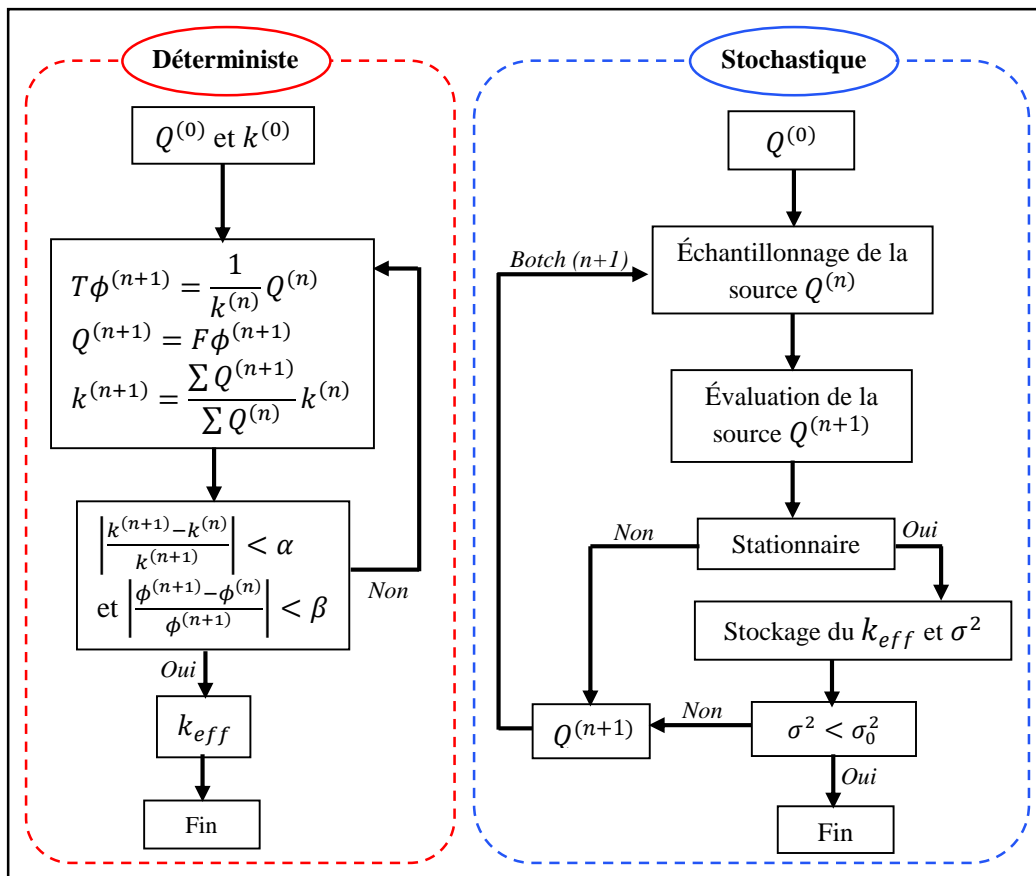


Figure 2-10 : Calcul du k_{eff} par la méthode d'itération de la puissance

(Coste-Delclaux et al., 2013)

Sachant que le facteur de multiplication k_{eff} (Harrisson, 2015 ; Martin, 2011) au cycle n est donné généralement par :

$$k_{eff}^{(n)} = \frac{\text{nombre de neutron source au cycle } (n+1)}{\text{nombre de neutron source au cycle } (n)} \quad (2-84)$$

Il existe deux types de simulations Monte Carlo (Li M. , 1998) :

- Une simulation naturelle, dite analogue, où la vie du neutron est suivie sans modifications en lui attribuant un poids égal à l'unité.
- Une simulation non analogue (Morillon, 1996) ou biaisée, durant laquelle les phénomènes physiques sont modifiés pour accélérer les calculs (tuer les neutrons non importants) ou se focaliser sur les régions ou les phénomènes importants (multiplier les neutrons importants).

Le principal défi des calculs de Monte Carlo est de trouver un compromis entre les temps de calcul et la précision (équation (2-82)). Pour ces raisons, on fait souvent appel à des techniques de réduction de la variance (Bielajew, 2001 ; Brown, 2012), qui permettent, par un biaisage du problème, d'améliorer la statistique dans les zones importantes. Parmi ces techniques on peut notamment mentionner (Li M. , 1998) la technique dite de la roulette russe et celle du splitting (fractionnement) qui sont basées sur la modification du poids de la particule.

Si la particule contribue plus aux scores, on utilise le splitting pour la fractionner en plusieurs particules filles contribuant moins chacune. Par conséquence, le temps de calcul est augmenté mais on améliore alors la précision. Par contre, si la contribution de la particule aux scores n'est pas significative, la roulette russe arrête sa simulation ce qui réduit le temps de calcul. La combinaison des deux techniques donnera de meilleurs résultats plus rapidement pour les régions spécifiques et les phénomènes importants comme par exemple pour le calcul de taux de réaction localisés.

Le splitting (spatial et/ou énergétique) et la roulette russe sont les méthodes les plus utilisées. Cependant d'autres méthodes existent (Coste-Delclaux et al., 2013 ; Haghighat, 2003 ; Li M. , 1998) comme : le biaisage du poids de neutron (remplacement de l'absorption par réduction du poids ou remplacement de la multiplication par augmentation du poids), fenêtre de poids, transformation exponentielle et le biaisage du choc.

Le plus connu des codes Monte Carlo est MCNP (Briesmeister, 2000), il a vu le jour à Los Alamos aux États-Unis, alors que celui développé par le CEA s'appelle TRIPOLI (Both et Pénéliou, 1996) et c'est ce dernier qui sera utilisé dans ce projet. Même si l'inconvénient de ces codes stochastiques reste l'importance des temps de calcul, leurs avantages permettent de les considérer comme des codes étalon ou de référence.

2.7 Les codes de calcul neutronique

Les codes de calcul neutronique (Nkaoua, 2003) regroupent plusieurs disciplines telles que le calcul scientifique, la physique théorique et expérimentale, les mathématiques et l'informatique pour simuler les phénomènes physiques. Ils servent à résoudre les équations de transport (décrivant la propagation des neutrons dans l'espace et dans le temps) et celle de l'évolution (régissent l'évolution temporelle des concentrations des noyaux du combustible et des structures du réacteur).

Le début de ce chapitre, consacré à la neutronique, a montré que pour des raisons de taille mémoire et de temps de calcul, des discrétisations spatiales et énergétiques sont mis en place pour la modélisation des réacteurs. Il a été indiqué aussi que l'utilisation de l'approche déterministe dans le calcul de réacteur est réalisée en deux parties (Diop et al., 2013) : la première, appelée calcul spectral ou calcul de réseau, résout en espace et en énergie l'équation de Boltzmann sur une petite zone du réacteur (cellule ou assemblage). Cette étape assure l'homogénéisation et la condensation des grandeurs (sections efficaces) qui seront utilisées comme donnée pour la seconde partie du calcul (dite calcul de cœur). Cette dernière consiste à résoudre les équations de transport ou de diffusion sur le cœur du réacteur complet, généralement à trois dimensions, avec des maillages spatiaux et énergétiques moins fins que dans la première étape.

Les étapes de réalisation des codes neutroniques sont :

- L'établissement des équations physico-mathématiques qui décrivent les phénomènes étudiés.
- La modélisation de la géométrie du réacteur et des phénomènes qui s'y déroulent en introduisant des approximations et en utilisant des techniques pour rendre les calculs faisables, comme le cas de l'option de symétrie dans le code DRAGON (Figure 2-11).

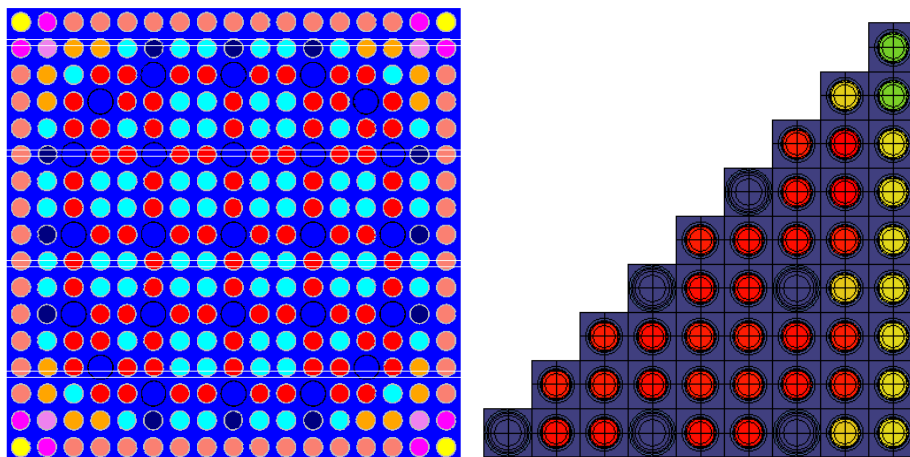


Figure 2-11 : Simulation de la géométrie d'un assemblage REP
TRIPOLI (à gauche) et DRAGON (à droite)

- L'utilisation des techniques numériques pour résoudre les équations en se basant sur les modélisations.
- L'écriture des algorithmes associés à ces techniques numériques.

Selon les deux grandes classes de méthodes de résolution de l'équation de transport (méthodes déterministe et stochastique, détaillées précédemment), deux familles de codes de calcul ont donc été développées.

- Les codes déterministes, utilisés pour réaliser des calculs rapides (pour le suivi du fonctionnement des réacteurs par exemple), sont couplés, parfois, aux codes de calculs de thermohydraulique dans le cadre des études de sûreté et de faisabilité. Ils sont utilisés généralement pour les calculs de cœur en évaluant la distribution de puissance par exemple (Figure 2-12).
- Les codes stochastiques généralement utilisés pour des calculs de référence.

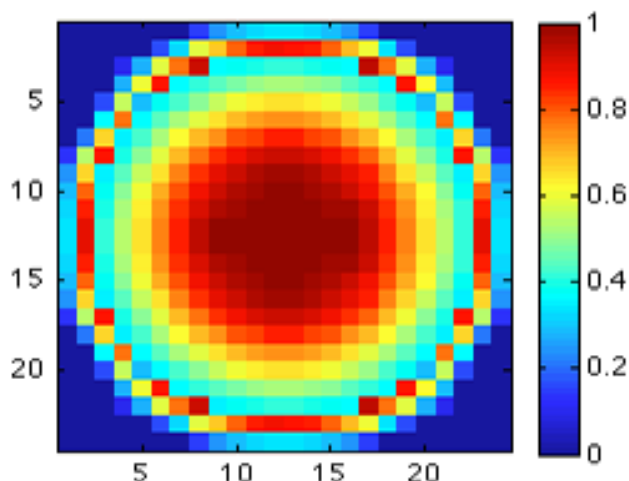


Figure 2-12 : Distribution de puissance le réacteur SCWR

Calculée avec DRAGON et DONJON par Haykel Raouafi
(Reproduite et modifiée avec permission)

Ces codes, une fois développés, sont testés sur plusieurs configurations et validés pour les différentes bibliothèques. Leur forme finalisée comporte :

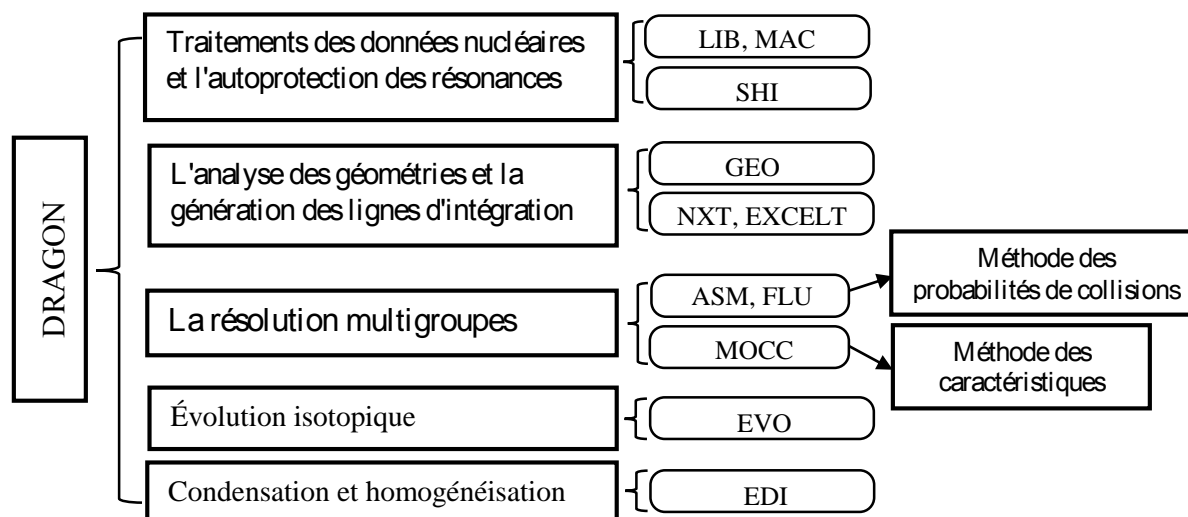
- Le ou les codes de calcul.
- Les données physiques utilisables (bibliothèques de sections efficaces...).
- Les schémas de calcul et les procédures de couplage s'il y a lieu.
- Le dossier de validation et qualification démontrant les capacités du code.
- La documentation descriptive.

Dans le cadre de ce projet, on a utilisé les codes DRAGON (déterministe) et TRIPOLI (stochastique). Une description détaillée de ces deux codes est présentée ci-dessous.

2.7.1 Le code DRAGON

Le code DRAGON (Marleau et al., 1994 ; Marleau G. , 2001 ; Marleau et al., 1992) est le fruit d'un effort, de développement et de suivi de l'équipe de l'Institut du Génie Nucléaire de l'École Polytechnique de Montréal, qui contient différents modèles et algorithmes (sous forme de modules pseudos indépendants) utilisés pour la résolution de l'équation de transport. Ces modules sont reliés par une interface de contrôle (Roy et Hébert, 2000 ; Roy R. , 1999) avec laquelle toute nouvelle méthode est facile à implanter. Ainsi, cette modularité de DRAGON représente une caractéristique importante pour notre projet.

Les principales fonctions du code DRAGON sont présentées dans le diagramme suivant :



DRAGON dispose de deux modules pour traiter les données des bibliothèques de sections efficaces : LIB pour les sections microscopiques et MAC pour les macroscopiques. DRAGON peut lire et traiter différents formats de section efficaces microscopique incluant les formats : WIMS-D4, WIMS-AECL et DRAGON ...etc. Il peut générer des bibliothèques des sections efficaces condensées et homogénéisées compatibles avec plusieurs codes.

Le traitement de l'autoprotection des résonances des sections efficaces se fait avec le module SHI utilisant la méthode de Stamm'ler généralisée (Hébert et Marleau, 1991) et la normalisation de Livolant-Jeanpierre.

La géométrie du système à étudier est réalisée avec le module GEO qui dispose de plusieurs options ainsi que les conditions aux frontières, avec la possibilité de la définition par niveaux et la prise en compte des symétries ce qui simplifie grandement les calculs.

Les plus utilisés des modules d'analyse de géométrie de DRAGON sont les modules EXCELL et NXT. Ils servent à créer les lignes d'intégration pour un calcul de transport et permettent de traiter plusieurs types de géométries en deux et trois dimensions. Ces modules permettent de prendre en compte toutes les conditions aux frontières définies par GEO.

Le module ASM sert à calculer les probabilités de collisions à partir des fichiers de lignes d'intégration et qui seront utilisées par le module de transport FLU.

DRAGON dispose de deux modules de résolution multigroupes pour les flux : FLU (méthodes des probabilités de collisions) et MOC (méthodes des caractéristiques), permettent des calculs avec ou sans sources fixes (problèmes à valeur propre) et incluant un modèle de fuites. Ils utilisent la méthode d'itération des puissances et les calculs sont accélérés en utilisant une méthode d'accélération variationnelle et un rééquilibrage multigroupes (multigroupes flux rebalancing).

Le module EVO dans DRAGON permet la mise à jour des propriétés isotopiques des matériaux suite à une évolution dans le cœur (burnup) ou des désintégrations hors cœur.

Le module d'édition EDI, générateur de fichier de sortie, réalise l'homogénéisation et la condensation des différentes grandeurs caractérisant le système étudié.

2.7.2 Le code TRIPOLI

TRIPOLI est un code stochastique développé par le CEA depuis les années 60 (Diop et al., 2013). La quatrième génération de TRIPOLI est écrite en langage C++ et dans ce projet on utilise la version TRIPOLI-4.6 qui sera nommée TRIPOLI dans le reste du rapport.

À la base, TRIPOLI traite le transport des neutrons, des photons, électrons et positrons (d'énergie inférieure à 20 MeV) dans des géométries 3D, avec la représentation ponctuelle (continue) en énergie. Il est essentiellement utilisé dans la physique des réacteurs et la radioprotection et peut effectuer le transport couplé des neutrons et des photons (réactions de capture radiative des neutrons) ainsi que le transport couplé électron-positon- photon (dans l'instrumentation nucléaire et les applications médicales).

TRIPOLI utilise plusieurs évaluations ponctuelles des sections efficaces au format PENDF, directement issu du traitement par NJOY, pour les sections efficaces comme : JEF-2.2, JEFF-3, ENDF/B-VI et B-VII, JENDL-3.3. Il peut aussi utiliser les sections efficaces multigroupes autoprotégées et homogénéisées générées par APOLLO2 (Sanchez et al., 1988) ou TRIPOLI lui-même. Il offre finalement la possibilité de travailler avec les bibliothèques issues des tables de probabilités (Both et al., 2003a).

Le module d'analyse de la géométrie offre deux façons de décrire le système à étudier. Il est en effet possible de définir des volumes souhaités soit à travers des formes prédéfinies (mode combinatoire), ou au moyen des équations de surfaces (mode surfacique). Une

fois que les volumes de base sont déclarés, on peut les combiner pour créer des configurations bien spécifiques par le biais de différents types d'opérateurs (union, intersection, soustraction). Il est possible aussi de construire un réseau complexe et des réseaux multiples à partir d'un volume élémentaire. TRIPOLI-4 permet aussi d'utiliser l'outil ROOT (ROOT team, 2008), développé au CERN, ce qui offre ainsi à l'utilisateur de nouvelles formes géométriques et de puissantes fonctionnalités.

Les sources de particule peuvent être décrites de manière générale en : espace, énergie, angle, mais aussi en temps. La source totale est donc une liste de sources élémentaires, chacune étant donnée sous une forme factorisée, c'est-à-dire :

$$Q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = C \times F(\vec{r}) \times G(E) \times H(\vec{\Omega}) \times T(t) \quad (2-85)$$

Les données d'entrées peuvent être soit tabulées (fournies directement) soit analytiques (calculées par le code). Pour la partie géométrique, si la source n'est pas ponctuelle, un maillage associé à la définition de la source doit être donné. Les coordonnées spatiales pour la description peuvent être cartésiennes, cylindriques ou sphériques (Both et al., 2003a).

Concernant la définition du spectre en énergie, on peut choisir entre : raies, bandes, spectre de Watt, de Maxwell, spectre tabulé ou analytique. Une intensité globale peut être imposée par l'utilisateur. L'intensité réelle de la source pour la simulation peut être différente si le domaine de simulation en énergie est limité par des bornes inférieures et supérieures.

En cas de pondération, les parties spatiales et énergétiques, réellement utilisées pour la simulation, sont couplées à partir d'une norme biaisée des sources et utilisée dans ce cas au lieu de la norme naturelle.

Comme tout code stochastique, TRIPOLI offre des techniques de réduction de la variance avec la possibilité de les combiner pour améliorer la précision des résultats et le facteur de qualité (équation (2.82)) de la simulation. Dans ce cas, une fonction importance est calculée afin d'associer à chaque point de l'espace des phases un poids de référence correspondant. Cette fonction importance peut être factorisée elle aussi de la manière suivante :

$$I(\vec{r}, E, \vec{\Omega}, t) = I_r(\vec{r}, E) \times I_E(E) \times I_{\Omega}(\vec{\Omega}) \times I_t(t) \quad (2-86)$$

La carte d'importance est générée automatiquement (Diop et al., 2007) après définition des détecteurs et discrétisation de l'espace des phases (\vec{r}, E) . La partie spatiale peut avoir une forme

analytique adaptée à des géométries spécifiques : cartésiennes, cylindriques ou sphériques. Il est aussi possible d'affiner la discrétisation en certaines zones particulièrement sensibles par le mot clé 'WINDOW'.

TRIPOLI dispose d'une panoplie de méthodes de biaisage comme : la carte d'importance, la capture implicite, la surveillance du poids ou le weight watching avec la roulette russe (éliminations des neutrons les moins importants) et le splitting (multiplication des neutrons les plus importants) présentées dans la Figure 2-13 et la méthode de Woodcock (Dieudonné, 2015). Il fournit aussi le biaisage temporel pour des calculs cinétiques.

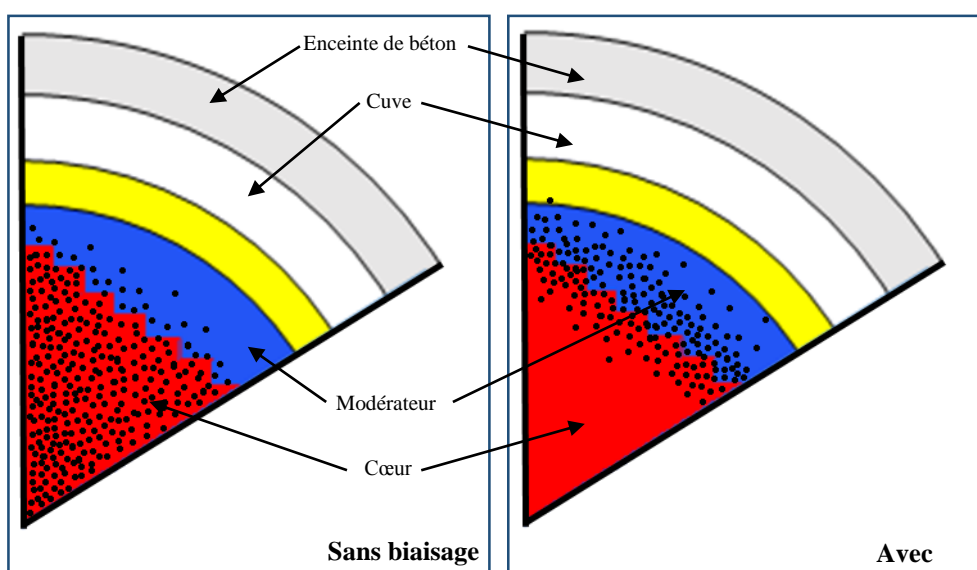


Figure 2-13 : Efficacité du biaisage des sites de collisions pour un réacteur REP modélisé à partir du cœur à l'enceinte de béton primaire (Diop et al., 2007)

La visualisation graphique est aussi disponible pour contrôler les cartes d'importance et les lieux de collisions par une coupe 2D de la géométrie et elles permettent d'examiner les tendances et/ou les défauts de transport des particules (Figure 2-13).

TRIPOLI dispose de différents estimateurs pour calculer plusieurs grandeurs comme le flux (volumique, surfacique ou ponctuel), le courant, le taux de réaction, le débit d'équivalent de dose, le dépôt d'énergie, l'énergie de recul et le facteur de multiplication effectif (Diop et al., 2007 ; Dehaye, 2014 ; Camand, 2012).

Pour le flux, on dispose des estimateurs (Θ_i) classiques collision et corde pour évaluer le flux volumique de la manière suivante :

$$\phi = \Theta_i W \quad (2-87)$$

avec W le poids des neutrons.

Ces estimateurs permettent aussi de calculer le flux volumique dans les mailles d'un réseau simple, des réseaux mixtes.

L'estimateur collision (COLL) du flux intégré est donné par l'équation suivante :

$$\Theta_{COLL} = 1/\Sigma_t \quad (2-88)$$

L'estimateur corde, appelé TRACK, du flux intégré dans le volume, se définit ainsi :

$$\Theta_{TRACK} = l \quad (2-89)$$

où l correspond à la trajectoire du vol de la particule dans le volume considéré (la longueur du track parcouru par le neutron entre deux collisions).

Pour le flux surfacique, TRIPOLI permet également d'estimer la valeur du flux intégré sur une surface. Il s'agit de l'estimateur surface, SURF, qui se définit de la sorte :

$$\Theta_{COLL} = 1/(\vec{\Omega} \cdot \vec{N}) \quad (2-90)$$

où lorsqu'une particule traverse la surface considérée, on encaisse l'inverse du produit scalaire entre sa direction $\vec{\Omega}$ et la normale à la surface \vec{N} .

TRIPOLI offre également la possibilité de calculer un flux à un point donné. Dans ce cas, un estimateur spécifique de collisions est utilisé. L'idée générale étant que pour chaque collision on recueille la probabilité pour la particule d'émerger dans la direction de la petite région cible (une petite sphère centrée sur le point d'intérêt) ainsi que la probabilité qu'aucune collision ne se produise pendant le vol vers cette région.

$$\Theta_{POINT} = \frac{\Sigma_s}{s^2 \Sigma_t} e^{-\tau(s)} \quad (2-91)$$

sachant que $\tau(s)$ est le parcourt optique (équation (2-13)) entre le point de collision et celui où le flux est calculé.

Le courant neutronique J se définit comme le nombre de neutrons traversant une surface donnée. Il suffit donc, du point de vue de l'estimation du courant, de compter les neutrons traversant la surface en question. L'estimateur se définit alors simplement de la façon suivante :

$$\Theta_J = 1 \quad (2-92)$$

Pour le taux de réaction, puisque le taux de réaction R_q , associé à la réaction q , est le produit de sa sections efficace Σ_q par le flux (équation (2-2)), du point de vue de la simulation Monte-Carlo, calculer un taux de réaction revient à calculer le flux. Les estimateurs du taux de la réaction sont donc de même nature que ceux utilisés pour calculer le flux.

Pour le facteur de multiplication effectif, des estimateurs spécifiques sont implémentés :

- KSTEP : défini par le nombre de neutrons générés lors d'une fission (ν), il s'écrit donc :

$$\Theta_{KSTEP} = \nu \quad (2-93)$$

- KCOLL : est un estimateur du k_{eff} fondé sur le nombre moyen de neutrons générés à chaque interaction avec un isotope fissile i :

$$\Theta_{KCOLL} = \nu_i \frac{\Sigma_{f,i}}{\Sigma_{t,i}} \quad (2-94)$$

- KTRACK, quant à lui, est basé sur le nombre de neutrons générés par tous les isotopes lors d'un vol dans le milieu considéré :

$$\Theta_{KTRACK} = l \sum_{i=1}^n \nu_i N_i \Sigma_{f,i} \quad (2-95)$$

avec N_i le nombre d'atome de l'isotope fissile i .

- MACRO KCOLL : fondé sur le nombre moyen de neutrons générés par chaque isotope fissile i lors d'une interaction dans le milieu considéré. On encaisse à chaque interaction :

$$\Theta_{MACRO KCOLL} = \frac{\sum_{i=1}^n \nu_i N_i \Sigma_{f,i}}{\Sigma_t} \quad (2-96)$$

- KIJ : En cas d'utilisation des sections efficaces multigroupes autoprotégées (Li C. , 2014), il calcule la première valeur propre de la transposée de la matrice de fission. Le système fissile est discrétisé en volumes (ou cellules) repérés par un indice. Les éléments (i, j) de la matrice K_{ij} représentent le nombre moyen de neutrons issus d'une fission dans le volume i causée par un neutron provenant du volume j .

CHAPITRE 3 MÉTHODES DE COUPLAGE

3.1 Utilisation des sections efficaces multigroupes de DRAGON dans TRIPOLI

Un couplage connu consiste à obtenir des sections efficaces multigroupes à l'aide d'un code déterministe, puis à les utiliser dans un calcul Monte Carlo multigroupes. Un tel couplage (ou chaînage proprement dit) existe déjà entre le code déterministe APOLLO-2 (Sanchez et al., 1988 ; Sanchez et al., 2010) et TRIPOLI.

3.1.1 Théorie

TRIPOLI (Brun et al., 2009) peut utiliser trois formats différents pour les sections efficaces :

- Une représentation ponctuelle produite par le système NJOY pour les sections efficaces de neutron et de photon.
- Une représentation en sections efficaces multigroupes homogénéisées et autoprotégées produites par le code de cellule APOLLO ou par TRIPOLI lui-même pour les sections efficaces de neutron (processus très lourd). Sachant que dans le cas multigroupes au format GENDF, seul le type de particule neutron est accepté.
- Une représentation multigroupes avec tables de probabilités pour les sections efficaces de neutron.

Les sections efficaces ponctuelles et les sections efficaces multigroupes peuvent être, indépendamment ou ensemble, utilisées selon le cas d'application. Les sections efficaces ponctuelles des évaluations ENDF/B-VI (Herman et Trkov , 2009 ; MacFatlane, 2000), JEF-2 (JEF-2.2 team, 2000), JEFF-3 (Santamarina et al., 2009), JENDL3 (Shibata et al., 1995 ; Shibata et al., 2002) peuvent aussi être, indépendamment ou au choix de l'utilisateur, utilisées selon les besoins et les sections efficaces calculées avec tables de probabilités permettent de mieux traiter le domaine des résonances non résolues.

La perspective de notre méthode est de générer des sections efficaces multigroupes dans DRAGON pour les utiliser dans TRIPOLI afin d'accélérer ce dernier vu qu'à la base ce dernier utilise des bibliothèques à spectre continu ce qui le rend très coûteux en terme de temps de calcul et de mémoire. L'approche prévue est de créer par DRAGON des bibliothèques contenant les sections multigroupes (GENDF) similaires à celles d'APOLLO en format ASCII et qu'elles soient exploitable par TRIPOLI.

La définition générale d'un nom de fichier ENDF contenant des données de simulation est la suivante :

Biblio - particule - isotope - format [type de section (therm) - température]

avec :

- ***biblio*** le nom de la bibliothèque qui peut prendre les valeurs : endfb4, endfb5, endfb6, endfb7, jef2, jeff3, fendl ou jendl.
- ***particule*** le nom de la particule analysée et qui peut prendre les valeurs : neutron, gamma, électron ou positron.
- ***isotope*** le nom d'isotope et qui peut prendre toutes les valeurs des isotopes de la bibliothèque ;
- ***format*** peut prendre les valeurs :
 - *bcd* si le fichier est un fichier ASCII.
 - *bin* si le fichier est un fichier binaire.
 - *xdr* si le fichier est un fichier binaire de type XDR.
- ***type de section*** peut prendre les valeurs :
 - rien pour les fichiers d'évaluation.
 - cas ponctuel : *pendf* (pour les fichiers contenant les sections ponctuelles) et *aniso* (pour les fichiers d'anisotropie).
 - cas multigroupe : *gendf* pour les fichiers contenant les sections multigroupes et *mganiso* et *mgextra* pour les fichiers d'anisotropie.
- ***température*** peut prendre toutes les valeurs de température désirées à condition que l'élargissement Doppler par NJOY ait été effectué.
- ***therm*** est un suffixe spécifiant si la bande contient des données de thermalisation.

TRIPOLI a sa propre procédure de description des sections efficaces basée sur un répertoire donnant les chemins des fichiers suivants :

- Le fichier dictionnaire décrivant la localisation des sections efficaces neutrons et photons. Ce fichier est susceptible de modifications par un utilisateur expert.
- Le fichier donnant les masses atomiques des noyaux.
- Un répertoire contenant les fichiers, pour les isotopes fissiles, donnant les énergies libérées lors de la fission pour les différentes particules émises.
- Un répertoire contenant les fichiers de tabulation des sections de Mott par rapport aux sections de Rutherford.
- Un fichier contenant les abondances isotopiques des éléments naturels.
- Un répertoire, ayant les droits en écriture, où seront créés les fichiers de sections efficaces à des températures quelconques si ceux-ci n'existent pas dans les bibliothèques livrées.

La syntaxe du fichier dictionnaire est donc la suivante :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{chemin} \\ \text{nombre d'isotopes} \\ \text{NOM(isotope 1) NJOY(neutron) NJOY(gamma) T4(therm) nom(fichier 1)} \\ \dots \dots \dots \\ \text{NOM(isotope n) NJOY(neutron) NJOY(gamma) T4(therm) nom(fichier n)} \end{array} \right.$$

Ici *chemin* est le répertoire où se trouvent les sections, suivie du *nombre d'isotopes* définis dans la bibliothèque et chaque ligne donnant pour un isotope son *nom*, son *numéro neutron* (dans NJOY), son *numéro photon* (dans NJOY), son *numéro thermique* et à la fin le nom du *fichier* d'évaluation en ASCII de chaque isotope.

3.1.2 Description du module D2T

Dans le cadre de ce travail de recherche on a créé un nouveau module, nommé D2T (DRAGON to TRIPOLI) dans DRAGON destiné à la création des bibliothèques de sections efficaces multigroupes (DRGTRIM). D2T est un module d'interface entre DRAGON et TRIPOLI, il sert à générer par DRAGON (Hébert, Marleau, et Roy, 2015), dans un fichier ASCII, des bibliothèques de sections efficaces multigroupes DRGTRIM compatibles avec TRIPOLI sous format APOTRIM en utilisant la base de données MACROLB générée par DRAGON.

La séquence d'appel du module D2T est la suivante :

DRGTRIM := D2T: [*DRGTRIM*] *DRGLIB* :: (*D2T data*)

DRGTRIM : nom du fichier ASCII contenant la bibliothèque de sections efficaces multigroupes à créer ou modifier (si le nom *DRGTRIM* apparaît sur la droite du nom du module, de nouvelles informations sont ajoutées au fichier *DRGTRIM* existant).

DRGLIB : nom d'une base de données MACROLIB (type L_MACROLIB) générée par DRAGON.

D2T data : structure des données d'entrée.

La structure des données d'entrée a la forme suivante :

[*EDIT iprint*]

[*MIX name_mix numr_mix tempc_mix BURN(bup)*] ...;

Sachant que :

EDIT : mot-clé servant à entrer le paramètre d'édition.

iprint : entier utilisé pour contrôler l'impression dans le module. = 0 pour aucune impression ; =1 pour impression minimale (valeur par défaut).

MIX : mot-clé utilisé pour définir le mélange.

name_mix nom à donner au mélange.

numr_mix indice du mélange qui est récupéré dans la MACROLB.

tempc_mix température du mélange en degrés Celsius. = 0,0 °C par défaut.

BURN mot-clé utilisé pour définir le taux de combustion (burnup) du mélange

bup valeur du burnup du mélange. = 0.0 par défaut

L'exemple suivant (Figure 3-1) décrit la création d'un fichier de bibliothèque de sections efficaces multigroupes nommé *DRGTRIM172* avec un maillage d'énergie créé à partir d'un calcul de flux à 172 groupes. Ce fichier est créé à partir de trois objets *FLUX*, *LIBRARY* et *TRACK* contenant le flux, la microlib et le tracking respectivement.

```

LINKED_LIST  LIBRARY GEOM TRACK PIJ FLUX EDITION ;
SEQ_ASCII    DRGTRIM172 ;
SEQ_BINARY   TRK ;
MODULE       D2T: GEO: NXT: LIB: SHI: MAC:
              ASM: FLU: EDI: DELETE: END: ;

REAL TempC ;
EVALUATE TempC := 300 ;
LIBRARY := LIB: ::
  NMIX 3 CTRA WIMS
  MIXS LIB: WIMSD4 FIL: endfb6gx
  MIX 1 <<TempK>>
    O16      = '6016'      4.61309E-2
    U235     = '2235'      1.66078E-4 1
    U238     = '8238'      2.28994E-2 1
  MIX 2 <<TempK>>
    Zr91     = '91'        3.83243E-2
  MIX 3 <<TempK>>
    H1H2O    = '3001'      4.42326E-2
    O16H2O   = '6016'      2.21163E-2
    BNat     = '1011'      1.02133E-5 ;
GEOM := GEO: :: CARCEL 2 1 1
X- REFL X+ REFL Y- REFL Y+ REFL
MESHX 0.00 1.26
MESHY 0.00 1.26
RADIUS 0.00 0.41 0.48
MIX 1 2 3 ;
TRACK TRK := NXT: GEOMS :: EDIT 2 TSPC 8 20. ;
LIBRARY := SHI: LIBRARY TRACK TRK :: LJ ;
PIJ := ASM: LIBRARY TRACK TRK ;
FLUX := FLU: PIJ LIBRARY TRACK :: TYPE K EDIT 2 ;
EDITION := EDI: FLUX LIBRARY TRACK ::
          EDIT 10 MERG MIX SAVE ;
DRGTRIM172 := D2T: LIBRARY :: EDIT 5
  MIX Fuel 1 <<TempC>>
  MIX Clad 2 <<TempC>>
  MIX Coolant 3 <<TempC>> ;
END: ;
QUIT "LIST" .

```

Figure 3-1 : Fichier d'entrée de l'exemple d'utilisation du module

Le module D2T donnera en sortie pour cet exemple un fichier, portant le nom de filedrg.x2m+DRGTRIM172 (avec filedrg est le nom du fichier d'entrée de DRAGON), qui contient la bibliothèque de sections efficaces multigroupes homogénéisées pour les trois mélanges : FUEL, CLAD et COOLANT (Figure 3-1). Ce fichier sera utilisé dans TRIPOLI pour définir les mélanges du système étudié (spécifiquement dans l'étape de définition des compositions).

Les compositions sont définies dans TRIPOLI par le nom de la bibliothèque DRGTRIM contenant les sections multigroupes (module LIB) autoprotégées (module SHI) et homogénéisées (module EDI) et le taux de combustion (burnup). Chaque mélange doit être défini dans le fichier DRGTRIM avec le même nom que celui du fichier de données TRIPOLI et à la même température et au même burnup.

La syntaxe de la procédure d'utilisation de la bibliothèque de sections efficaces multigroupes dans TRIPOLI est la suivante :

```
MULTIGROUP HOMOGENE
température
nom(compo) < TYPE SECTION >
burnup
fichier(section)
```

La signification des termes est la suivante :

- *MULTIGROUP HOMOGENE* : mot-clé précisant le type de sections efficaces utilisé.
- *température* est la température du mélange exprimée en Kelvin qui doit être un nombre entier et entré comme tel (par exemple « 300 » et non « 300. »). Elle doit correspondre avec la température figurant dans le fichier de sections DRGTRIM, qui elle est donnée en degrés Celsius (et qui doit être un entier relatif : la différence entre les deux valeurs doit être de 273).
- *nom(compo)* est le nom du mélange dans ce fichier.
- *< TYPE SECTION >* par défaut vaut APOLLO2 (sections calculées par APOLLO2, ce qui est notre cas car D2T fourni le même format) ou T4HOMOT4 (sections calculées par TRIPOLI).
- *burnup* le burnup qui doit correspondre à la valeur lue dans le fichier DRGTRIM et qui doit être un entier (cette valeur vaut 0 quand on utilise des sections TRIPOLI ou dans le cas des problèmes stationnaires).
- *fichier(section)* est le nom (DRGTRIM) du fichier de sections DRAGON. Si le fichier ne se trouve pas dans le répertoire dans lequel on lance l'exécutable, il faut ajouter le chemin. Il est recommandé de donner le chemin en absolu (/home/user/répertoire/fichier).

La Figure 3-2 illustre cette démarche en utilisant le fichier de sortie filedrg.x2m+DRGTRIM172 de l'exemple précédent :

```

COMPOSITION 3
MULTIGROUP_HOMOGENE 600 Fuel APOLLO2 0
Chemin_du_fichier/nfdrg.x2m+DRGTRIM172
MULTIGROUP_HOMOGENE 600 Clad APOLLO2 0
Chemin_du_fichier/nfdrg.x2m+DRGTRIM172
MULTIGROUP_HOMOGENE 600 Coolant APOLLO2 0
Chemin_du_fichier/nfdrg.x2m+DRGTRIM172
FIN_COMPOSITION

```

Figure 3-2 : Définition des mélanges par DRAGTRIM dans TRIPOLI

3.2 Méthode des sources fixes

L'idée pour cette méthode consiste à utiliser les courants de TRIPOLI pour conditionner le calcul DRAGON en se basant sur le fait que les courants entrant dans une cellule d'un assemblage peuvent être utilisés pour générer des sources fixes dans la cellule isolée dépendamment des paramètres neutroniques (sections efficaces et probabilités de collisions) de cette cellule. Les sources fixes sont le résultat de la diffusion et/ou de la fission des neutrons entrant (représentés par les courants de TRIPOLI) dans la cellule par ses surfaces externes.

3.2.1 Théorie

Reprenons la forme matricielle de l'équation de transport multigroupes avec les probabilités de collisions (équation (2-44)) :

$$\vec{\phi}^g = P_{vs}^g \vec{J}_{-}^g + P_{vv}^g \vec{Q}^g \quad (3-1)$$

Dans cette équation \vec{J}_{-}^g est le vecteur des courants obtenus à partir d'un calcul TRIPOLI. La source \vec{Q}^g dans l'équation est composée d'une source de diffusion (équation (2-26)) et d'une source de fission (équation (2-27)). La forme de cette équation discrétisée spatialement sera :

$$\phi_i^g = \sum_{\alpha=1}^{N_s} p_{i\alpha}^g J_{-\alpha}^g + \sum_{j=1}^{N_v} p_{ij}^g Q_j^g \quad (3-2)$$

avec :

$$Q_j^g = Q_{s,j}^g + Q_{f,j}^g \quad (3-3)$$

sachant que :

$$Q_{s,j}^g = \sum_{h=1}^G \Sigma_{s,j}^{h \rightarrow g} \phi_j^h$$

et

$$Q_{f,j}^g = \frac{1}{4\pi k_{eff}} \sum_{l=1}^L \chi_{l,j}^g \sum_{h=1}^G \nu \Sigma_{f,l,j}^h \phi_j^h$$

Un calcul d'assemblage avec TRIPOLI nous donne les courants entrants $J_{-\alpha}^g$ dans le groupe g à la surface α de la cellule ainsi que le k_{eff} . Un calcul DRAGON d'une cellule, avec les mêmes conditions aux frontières que l'assemblage, nous donne les matrices P_{vs}^g et P_{vv}^g et les sections efficaces de fission Σ_f et celles de diffusion Σ_s .

En utilisant ces données, on calcule les flux $\phi_{J_i}^g$ (dans chaque région i et pour chaque groupe g) à partir des courants de surface J de TRIPOLI en se basant sur l'équation suivante :

$$\phi_{J_i}^g = \sum_{\alpha=1}^{N_S} p_{i\alpha}^g J_{-\alpha}^g \quad (3-4)$$

Pour le calcul des sources fixe on utilise le k_{eff} calculé par TRIPOLI.

La nouvelle forme de l'équation de transport avec la prise en compte de ces sources sera alors :

$$\phi_i^g = \phi_{J_i}^g + \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij}^g Q_j^g \quad (3-5)$$

En posant :

$$\tilde{\phi}_i^g = \phi_i^g - \phi_{J_i}^g \quad (3-6)$$

On obtient alors :

$$\begin{aligned} \tilde{\phi}_i^g &= \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij}^g (Q_{s,j}^g + Q_{f,j}^g) \\ \tilde{\phi}_i^g &= \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij}^g \left(\Sigma_{s,j}^g \phi_j^g + \frac{1}{k_{eff}} \bar{\Sigma}_{f,j}^g \phi_j^g \right) \\ \tilde{\phi}_i^g &= \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij}^g \left[\Sigma_{s,j}^g (\tilde{\phi}_j^g + \phi_{J_j}^g) + \frac{1}{k_{eff}} \bar{\Sigma}_{f,j}^g (\tilde{\phi}_j^g + \phi_{J_j}^g) \right] \\ \tilde{\phi}_i^g &= \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij}^g \left[\Sigma_{s,j}^g \tilde{\phi}_j^g + \frac{1}{k_{eff}} \bar{\Sigma}_{f,j}^g \tilde{\phi}_j^g \right] + \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij}^g \left[\Sigma_{s,j}^g \phi_{J_j}^g + \frac{1}{k_{eff}} \bar{\Sigma}_{f,j}^g \phi_{J_j}^g \right] \end{aligned}$$

On peut considérer le terme dépendant de ϕ_J comme source fixe, c'est à dire :

$$Q_{J_j}^g = \left[\Sigma_{s,j}^g \phi_{J_j}^g + \frac{1}{k_{eff}} \bar{\Sigma}_{f,j}^g \phi_{J_j}^g \right] \quad (3-7)$$

pour obtenir l'équation de transport suivante :

$$\tilde{\phi}_i^g = \sum_{j=1}^{N_V} p_{ij}^g \left[\Sigma_{s,j}^g \tilde{\phi}_j^g + \frac{1}{k_{eff}} \bar{\Sigma}_{f,j}^g \tilde{\phi}_j^g + Q_{J_j}^g \right]$$

Qu'on peut réécrire en forme matricielle :

$$\tilde{\phi} = P_{vv}(Q_s + Q_f + Q_J) \quad (3-8)$$

3.2.2 Description du module Interface DRAGON-TRIPOLI

Le chaînage (Figure 3-3) entre les étapes de calcul avec cette méthode (calcul de $\phi_{J_i}^g$, $Q_{J_i}^g$, $\tilde{\phi}_i^g$ puis ϕ_i^g dans chaque région i et pour chaque groupe g) se fait par la création, dans DRAGON, d'un nouveau module nommé IDT (Interface DRAGON TRIPOLI).

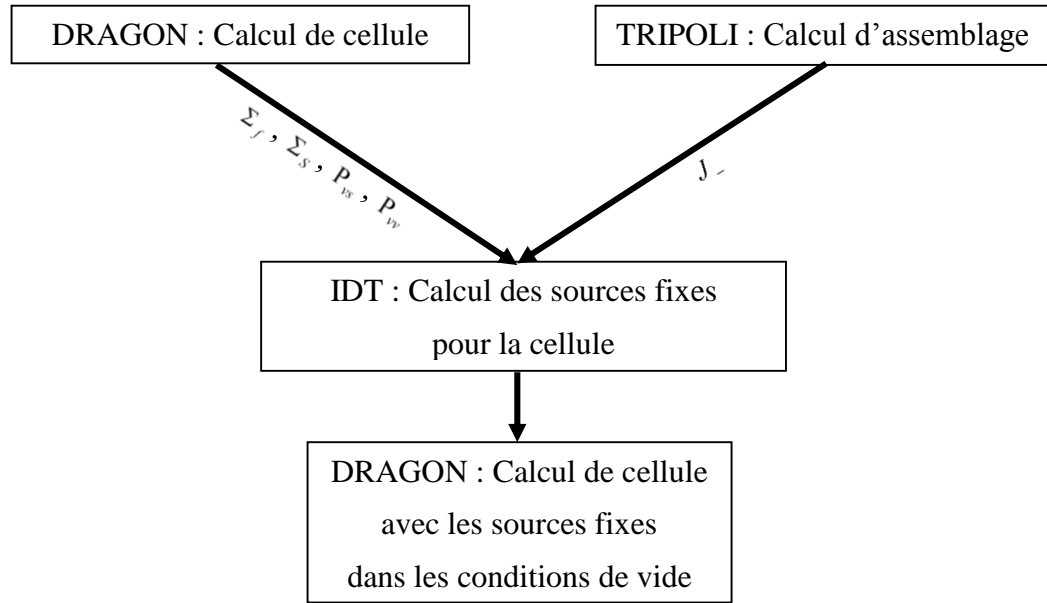


Figure 3-3 : Méthode de sources fixes

Ce module servira d'interface entre les codes DRAGON et TRIPOLI à :

- Récupérer les courants de surfaces $J_{-\alpha}^g$ et le k_{eff} de TRIPOLI ainsi que les données de DRAGON comme les matrices : Σ_f , Σ_s , P_{vv} et P_{vs} pour chaque groupe g .
- Calculer le flux $\phi_{J_i}^g$ (équation (3-4)) dû aux courants de surface et les sources fixes $Q_{J_i}^g$ (équation (3-7)) qui en découlent.
- Introduire ces nouvelles sources fixes dans la bibliothèque de sections efficaces soit

manuellement avec le module MAC ou bien automatiquement par le nouveau module IDT lui-même.

- Calculer $\tilde{\phi}_i^g$ (équation (3-8)) par l'intermédiaire du module FLU de DRAGON.
- Dédurre le flux originale ϕ_i^g (équation (3-6)) en utilisant le module EDI modifié.

La séquence d'appel du module IDT est :

LIBNAM := IDT: LIBNAM PIJNAM JTRIP :: [EDIT iprint]

avec :

<i>LIBNAM</i>	nom de la structure de données contenant les sections efficaces macroscopiques ou microscopiques à mettre à jour issues de DRAGON. Ici ce qui nous intéresse ce sont les sections efficaces de fission et de diffusion pour calculer les sources fixes, cette structure sera mise à jour en y sauvegardant le flux TRIPOLI ϕ_J et les sources fixes Q_J .
<i>PIJNAM</i>	nom de la structure de données contenant les matrices de probabilités de collisions issues de DRAGON.
<i>JTRIP</i>	nom de la structure de données contenant le facteur de multiplication et les courants de surface issus de TRIPOLI.
<i>EDIT</i>	mot-clé servant à enter le paramètre d'édition.
<i>iprint</i>	indice utilisé pour contrôler l'impression dans le module. = 0 pour aucune impression ; =1 pour impression minimale (valeur par défaut)

Le module IDT est composé de trois sous-routines :

- IDT : c'est la routine principale du module, elle sert à :
 - Valider les paramètres : Vérification du nombre des structures de données (il doit y avoir 3) et leurs types (LIBNAM et PIJNAM sont des fichiers LCM ou XSM tandis que JTRIP a le format ASCII).
 - Lire et vérifier les structures : LIBNAM doit être un fichier modifiable et de signature L_MACROLIB, PIJNAM doit être un fichier en lecture seulement et de signature L_PIJ et JTRIP doit être un fichier en lecture seul.

- Récupérer les données : On récupère et on vérifie les données de chaque structure, comme le nombre de groupes, le nombre de régions et le nombre de surfaces ...etc.
- Appeller de la routine IDTGET.
- Allouer la mémoire : On alloue de la mémoire pour tous les paramètres utilisés dans les calculs avec les bonnes dimensions de chacun (la mémoire sera libérée à la fin du calcul).
- Appeller la routine de calcul IDTDRV.
- IDTGET : c'est la routine qui lit les données d'entrée du module et les options d'édition.
- IDTDRV : c'est la routine qui lit les données et effectue les calculs demandées et met à jour la structure de données des sections efficaces *LIBNAM*. Ses tâches sont les suivantes :
 - Initialisation des paramètres : On utilise la routine XDRSET pour initialiser tous les paramètres internes à utiliser durant les calculs.
 - Lecture des sections efficaces dans le fichier *LIBNAM* pour extraire les sections efficaces dont on a besoin. On commence par les sections efficaces de diffusion et les coefficients *IJJ* et *NJJ* qui permettent de les décompresser.
 - Décompression des sections efficaces de diffusion.
 - Lecture des paramètres de fission : *NUSIGF* et *CHI*.
 - Lecture des matrices de probabilités de collisions : *Pvv* et *Pvs*.
 - Lecture des paramètres *TRIPOLI* à partir du fichier *JTRIP* (le facteur de multiplication le k_{eff} et les courants entrant $J_{-\alpha}^g$).
 - Calcul des flux $\phi_{J_i}^g$ dus aux courants de *TRIPOLI*, qui servira au calcul de la source fixe. Ensuite on le sauvegarde dans le fichier *LIBNAM* sous le nom de *FTRIP*.
 - Calcul des sources $Q_{J_i}^g$ à partir des flux (de *TRIPOLI*) $\phi_{J_i}^g$ qui seront utilisées comme sources fixes et sauvegardées dans le fichier *LIBNAM* sous le nom *FIXE*.

Après l'exécution du module IDT on obtient un nouveau fichier de sections efficaces *LIBNAM* qui contient maintenant les sources fixes et le flux *FTRIP*. En faisant appel au module *FLU* on obtient un flux $\tilde{\phi}_i^g$ qui servira (par le module *EDI* modifié) à évaluer le flux réel ϕ_i^g recherché pour le problème avec les courant entrants fixes.

Voici un exemple d'application de cette méthode (Figure 3-4 et Figure 3-5). Il s'agit d'une cellule REP dans un assemblage 4x4 avec un trou d'eau.

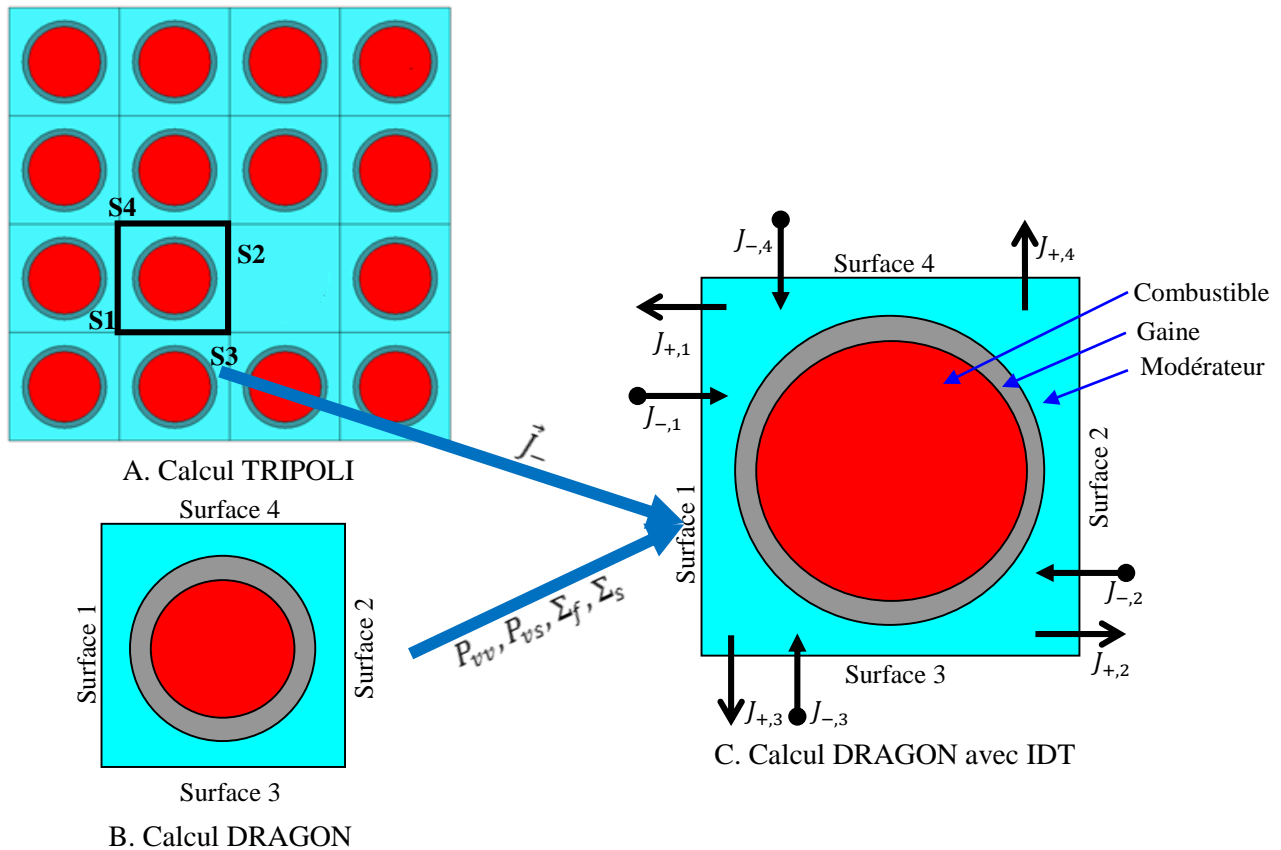


Figure 3-4 : Exemple d'utilisation du module IDT

En premier lieu on obtient les courants entrant dans la cellule (ligne 2, colonne 2) à partir d'un calcul de l'assemblage avec TRIPOLI. Une routine a été créée pour lire les fichiers de sortie TRIPOLI et elle permet donc de sauvegarder les résultats en format ASCII. Ces courants seront transcrits dans le fichier TRIPFILE. À la suite d'un calcul de cellule par DRAGON, on récupère les matrices : Σ_f , Σ_s , P_{vv} et P_{vs} dans les structures de données MACRO et SYS générées par les modules LIB et ASM respectivement (Figure 3-4). Ensuite, les sources fixes sont calculées par le nouveau module IDT et finalement le module FLU calcul les flux dans la cellule avec la prise en compte de ces sources (Figure 3-5). Ce Flux est corrigé, en lui ajoutant la contribution du flux entrant TRIPOLI, par le module EDI pour obtenir le flux réel.

```

LINKED_LIST  MACRO GEOM TRACK SYS FLUX EDITION ;
SEQ_ASCII    TRIPFILE ;
SEQ_BINARY   TRK ;
MODULE       GEO: NXT: LIB: SHI: MAC: IDT:
              ASM: FLU: EDI: DELETE: END: ;

REAL TempC ;
EVALUATE TempC := 300 ;
MACRO := LIB: ::
  NMIX 3 CTRA WIMS
  MIXS LIB: WIMSD4 FIL: endfb6gx
  MIX 1 <<TempK>>
    O16      = '6016'    4.61309E-2
    U235      = '2235'    1.66078E-4 1
    U238      = '8238'    2.28994E-2 1
  MIX 2 <<TempK>>
    Zr91      = '91'      3.83243E-2
  MIX 3 <<TempK>>
    H1H2O     = '3001'    4.42326E-2
    O16H2O     = '6016'    2.21163E-2
    BNat       = '1011'    1.02133E-5 ;
GEOM := GEO: :: CARCEL 2 1 1
  X- REFL  X+ REFL  Y- REFL  Y+ REFL
  MESHX  0.00  1.26
  MESHY  0.00  1.26
  RADIUS 0.00  0.41  0.48
  MIX 1 2 3 ;
TRACK TRK := NXT: GEOMS :: EDIT 2 TSPC 8 20. ;
MACRO := SHI: MACRO TRACK TRK :: LJ ;
SYS := ASM: MACRO TRACK TRK ;
MACRO := IDT: MACRO SYS TRIPFILE ::
  EDIT 1 ;
FLUX := FLU: SYS MACRO TRACK :: TYPE K EDIT 2 ;
EDITION := EDI: FLUX MACRO TRACK ::
  EDIT 10 MERG MIX SAVE ;
END: ;
QUIT "LIST" .

```

Figure 3-5 : Fichier d'entrée de l'exemple d'utilisation du module IDT

3.3 Méthodes des courants imposés

Le but de cette méthode est de résoudre l'équations de transport sous ses trois formes (équations (2-44), (2-56) et (2-62)) dans DRAGON en utilisant directement comme courant entrant le courant \vec{J}_-^g calculé par TRIPOLI. La forme générique des conditions aux frontières est donnée par l'équation (2.37), mais dans ce cas-ci la matrice $A_{\alpha\beta}^{\nu\mu}$ est nulle (condition de vide) et les conditions aux frontières ne seront que les conditions de courants entrants fixes calculés par TRIPOLI.

3.3.1 Théorie

Afin de s'assurer de la faisabilité de la méthode, on a écrit une routine, nommée CFLU (pour Clone de FLU) qui sera substituée au module FLU de DRAGON qui servira de base à cette méthode lors de l'introduction des courants de TRIPOLI et qui prendra en charge les trois formes de l'équation de transports :

- Avec les matrices P_{vv} des probabilités de collisions directes (équation (2-44)).
- Avec les matrices P_{cvv} des probabilités de collisions complètes (équation (2-56)).
- Avec les matrices W_{vv} des probabilités de collisions modifiées (équation (2-62)).

Pour résoudre ce système on a besoin des matrices des probabilités de collisions P_{vv}^g , P_{vs}^g , P_{ss}^g et P_{sv}^g en plus des sections efficaces de diffusion et de fission pour le calcul des sources. Lors du calcul de ces paramètres et pour des raisons de compatibilité et de simplicité, on a utilisé comme étalon un calcul DRAGON avec une géométrie non raffinée et sans accélération ni rebalancement (options : REBA OFF et ACCE 0 0 dans le module FLUX de DRAGON et avec ou sans l'option SKIP du module ASM).

Afin de s'assurer de la bonne prise en compte des matrices de probabilités de collisions, on a écrit une routine Matlab qui a permis de vérifier que toutes les propriétés et les relations de conservation (équation (2-46) à (équation (2-52)) des matrices des probabilités de collisions sont respectées (Annexe A). Pour aller plus loin on a vérifié ces matrices en écrivant des programmes Matlab (Annexe B) basées sur les trois formes des matrices de probabilités de collisions et qui reproduisent les méthodes de calcul de DRAGON.

- **Méthode des Pvv :**

On commence avec la première forme matricielle multigroupes des équations de transport avec les probabilités de collisions directes (équations (2-44) et (2-45)) ainsi que celles des conditions aux limites :

$$\begin{cases} \vec{\phi}^g = P_{vs}^g \vec{J}_-^g + P_{vv}^g \left(\vec{Q}_s^g + \frac{\vec{Q}_f^g}{k_{eff}} \right) & (3-9.a) \\ \vec{J}_+^g = P_{ss}^g \vec{J}_-^g + P_{sv}^g \left(\vec{Q}_s^g + \frac{\vec{Q}_f^g}{k_{eff}} \right) & (3-9.b) \\ \vec{J}_-^g = A^g \vec{J}_+^g & (3-9.c) \end{cases} \quad (3-9)$$

avec :

$$\vec{Q}_s^g = \sum_{h=1}^G \Sigma_s^{h \rightarrow g} \vec{\phi}^h \quad (3-10)$$

et

$$\vec{Q}_f^g = \chi^g \sum_{h=1}^G \Sigma_f^h \vec{\phi}^h \quad (3-11)$$

où on considère que le facteur de multiplication (la valeur propre) est donnée par :

$$k_{eff} = \sum_v \sum_g V \vec{Q}_f^g \quad (3-12)$$

- **Méthode des Pcvv :**

Pour cette méthode, équivalente à l'option SKIP du module ASM, on modifie le système d'équations de transport (3-9) en utilisant les équations (2-55) et (2-56) qui définissent la matrice des probabilités de collisions complète Pcvv :

$$P_{c,vv} = P_{vv} + P_{vs}(A^{-1} - P_{ss})^{-1}P_{sv}$$

Cette matrice représente implicitement les conditions aux limites. On se résume à résoudre alors l'équation suivante :

$$\vec{\phi}^g = P_{c,vv}^g \left(\vec{Q}_s^g + \frac{\vec{Q}_f^g}{k_{eff}} \right) \quad (3-13)$$

sachant que les sources \vec{Q}_s^g et \vec{Q}_f^g ainsi que le k_{eff} sont calculés de la même façon qu'avec la méthode des Pvv (équations (3-10), (3-11) et (3-12) respectivement) et que la matrice $P_{c,vv}$ est égale à P_{vv} dans le cas du vide (équation (2-58)).

- **Méthodes des Wvv :**

Dans cette démarche, qui reproduit la méthode du module FLU mais sans accélération ni balancement, le système d'équations de transport (3-9) est transformé en utilisant les équations (2-63) et (2-64) qui définissent les matrices des probabilités de collisions W_{vv}^g modifiées par la diffusion. La routine dédiée à cette méthode résout donc l'équation suivante :

$$\vec{\phi}^g = W_{vv}^g \left(\vec{Q}_{s,d}^g + \vec{Q}_{s,u}^g + \frac{\vec{Q}_f^g}{k_{eff}} \right) \quad (3-14)$$

où on considère que les sources \vec{Q}_f^g (équation (3-11)) ainsi que le k_{eff} (équation (3-12)) sont calculés de la même façon qu'avec la méthode des Pvv et sachant que $\vec{Q}_{d,s}^g$ représentent les sources de diffusion à partir des groupes inférieurs (équation (2-60)), $\vec{Q}_{u,s}^g$ sont les sources de diffusion à partir des groupes supérieurs (équation (2-61)) et $\vec{Q}_{w,s}^g$ sont les sources de diffusion dans le même groupe (équation (2-62)). On rappelle que :

$$W_{vv}^g = (I - P_{c.vv}^g \Sigma_s^{g \rightarrow g}) P_{c.vv}^g \quad (3-15)$$

Pour résoudre ces trois systèmes d'équations ((3-9), (3-13) et (3-14)) on a élaboré trois processus itératifs :

- Avec une seule boucle d'itération.
- Avec deux boucles d'itération.
- Avec le même schéma de calcul que DRAGON (la routine CFLU).

Les trois méthodes de calcul (Pvv, Pcvv et Wvv) ont été appliquées pour ces trois processus. On donne ici une description rapide des schémas de calcul utilisés pour chaque cas et les routines détaillées sont rapportées dans l'annexe C. Il faut noter qu'on a repris les mêmes constantes de convergence par défaut du module FLU : $\alpha = 10^{-5}$, $\beta = 5.10^{-5}$ et $\gamma = 5.10^{-5}$.

3.3.2 Description du processus itératif à une boucle

Pour ce processus (Figure 3-6), la résolution des systèmes d'équations (3-9), (3-13) et (3-14) se fait dans une seule boucle et tous les paramètres (flux et k_{eff}) sont calculés lors de la même itération à chaque fois. Ce processus itératif est répété jusqu'à :

$$|k_{eff}(l) - k_{eff}(l-1)| < \alpha \text{ et } \left| \frac{\phi(l)}{k_{eff}(l)} - \frac{\phi(l-1)}{k_{eff}(l-1)} \right| < \beta \left| \frac{\phi(l)}{k_{eff}(l)} \right| \quad (3-16)$$

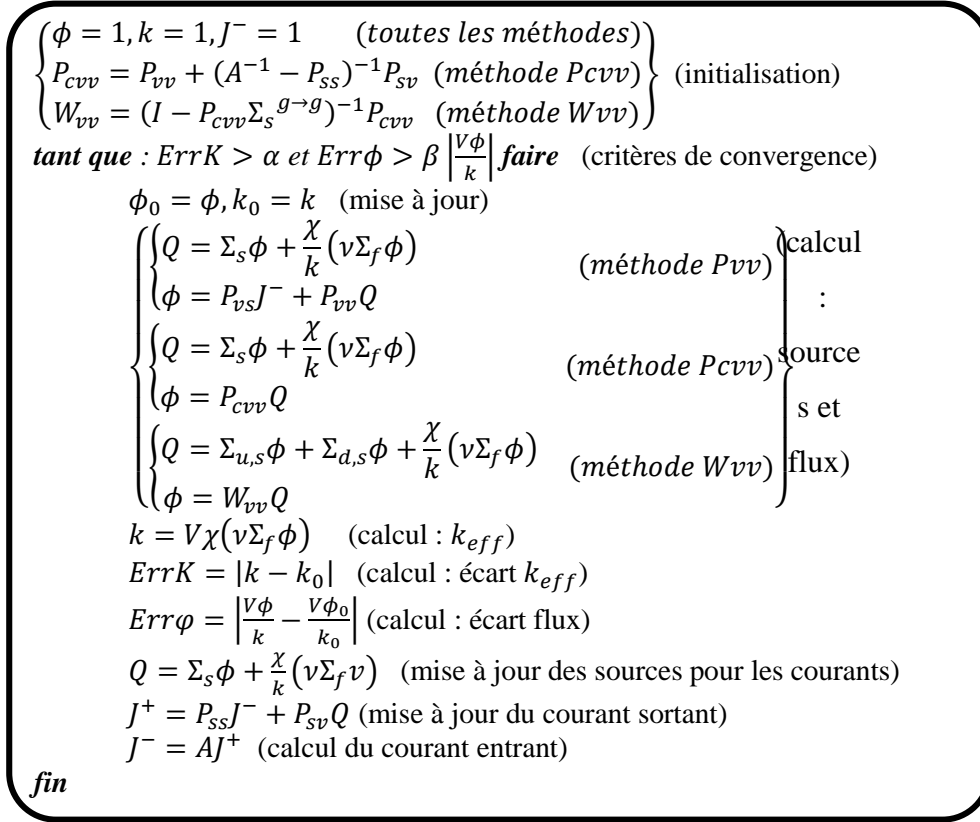


Figure 3-6 : Processus itératif à une boucle

3.3.3 Description du processus itératif à deux boucles

Dans ce processus (Figure 3-7), la résolution des systèmes d'équations (3-9), (3-13) et (3-14) se fait en utilisant deux boucles itératives :

- Une itération externe qui implique une itération sur la source de la fission et de la détermination du k_{eff} en supposant que la section efficace de diffusion $\Sigma_{u,s}$ vers les groupes supérieurs est identiquement nulle. Le processus itératif est répété jusqu'à :

$$|k_{eff}(l) - k_{eff}(l-1)| < \alpha \text{ et } \left| \frac{\phi(l)}{k_{eff}(l)} - \frac{\phi(l-1)}{k_{eff}(l-1)} \right| < \beta \left| \frac{\phi(l)}{k_{eff}(l)} \right|$$

- Une itération interne qui porte sur les sources de diffusion $\Sigma_{u,s}$. Le processus itératif est répété jusqu'à :

$$\left| \frac{\phi(l) - \phi(l-1)}{\phi(l)} \right| < \gamma \quad (3-17)$$

$\left\{ \begin{array}{l} \phi = 1, k = 1, J^- = 1 \quad (\text{toutes les méthodes}) \\ P_{cvv} = P_{vv} + (A^{-1} - P_{ss})^{-1} P_{sv} \quad (\text{méthode } P_{cvv}) \\ W_{vv} = (I - P_{cvv} \Sigma_s^{g \rightarrow g})^{-1} P_{cvv} \quad (\text{méthode } W_{vv}) \end{array} \right\}$ (initialisation)

tant que : $ErrK > \alpha$ et $Err1\phi > \beta \left| \frac{V\phi}{k} \right|$ **faire** (critères de convergence)

$\phi_0 = \phi, k_0 = k$ (mise à jour)

$Q_f = \frac{\chi}{k} (v \Sigma_f \phi)$ (calcul : sources pour toutes les méthodes)

tant que : α et $Err2\phi > \gamma$ **faire** (critères de convergence)

$\phi_1 = \phi$ (mise à jour)

$\left\{ \begin{array}{l} Q = \Sigma_s \phi + Q_f \\ \phi = P_{vs} J^- + P_{vv} Q \end{array} \right\}$ méthode P_{vv}

$\left\{ \begin{array}{l} Q = \Sigma_s \phi + Q_f \\ \phi = P_{cvv} Q \end{array} \right\}$ (méthode P_{cvv})

$\left\{ \begin{array}{l} Q = \Sigma_{d,s} \phi + \Sigma_{u,s} \phi + Q_f \\ \phi = W_{vv} Q \end{array} \right\}$ (méthode W_{vv})

$Err2\phi = \left| \frac{V\phi - V\phi_0}{V\phi} \right|$ (calcul : écart flux)

fin

$k = V\chi(v \Sigma_f \phi)$ (calcul : k_{eff})

$ErrK = |k - k_0|$ (calcul : écart k_{eff})

$Err1\phi = \left| \frac{V\phi}{k} - \frac{V\phi_0}{k_0} \right|$ (calcul écart flux)

$Q_{tot} = \Sigma_s \phi + Q_f$ (mise à jour des sources pour les courants)

$J^+ = P_{ss} J^- + P_{sv} Q_{tot}$ (mise à jour du courant sortant)

$J^- = A J^+$ (calcul du courant entrant)

fin

(calcul : sources et flux)

Figure 3-7 : Processus itératif à deux boucles

3.3.4 Description du processus itératif CFLU

Le processus itératif CFLU (Figure 3-8) reproduit fidèlement les méthodes itératives implantées dans le module FLU de DRAGON. Dans ce cas, la résolution des systèmes d'équations (3-9), (3-13) et (3-14) se fait avec deux boucles :

- Itération externe : (ou itération de puissance) impliquera une itération sur la source de la fission et de la détermination du k_{eff} en supposant que la section efficace de diffusion $\Sigma_{u,s}$ vers les groupes supérieurs est identiquement nulle :

$$\vec{\phi}(l+1) = W_{vv} \left[\Sigma_{d,s} \vec{\phi}(l+1) + \frac{\chi}{k(l)} \nu \Sigma_f \vec{\phi}(l) \right] \quad (3-18)$$

$$k(l) = \sum_{g=1}^G \sum_{j=1}^{N_{fis}} V_i \chi_i^g \sum_h^G \nu \Sigma_{f,i}^h \phi_i^h(l) \quad (3-19)$$

avec une distribution initiale de flux $\vec{\phi}(0)$ connue et

$$k(0) = \sum_{g=1}^G \sum_{j=1}^{N_{fis}} V_i \chi_i^g \sum_h^G \nu \Sigma_{f,i}^h \phi_i^h(0)$$

Le processus itératif est répété jusqu'à :

$$|k_{eff}(l) - k_{eff}(l-1)| < \alpha \text{ et } \left| \frac{\phi(l)}{k_{eff}(l)} - \frac{\phi(l-1)}{k_{eff}(l-1)} \right| < \beta \left| \frac{\phi(l)}{k_{eff}(l)} \right|$$

- Itération interne : portera sur les sources de diffusion $\Sigma_{u,s}$ et la source de fission est remplacée par une série de source fixes résultantes de l'itération externe en cours. Donc l'équation à résoudre (avec la stratégie de Gauss-Seidel) est :

$$\vec{\phi}(l+1) = W_{vv} [\Sigma_{d,s} \vec{\phi}(l+1) + \Sigma_{u,s} \vec{\phi}(l) + \vec{q}_f(l)] \quad (3-20)$$

avec :

$$\vec{q}_f(l) = \frac{\chi}{k(l)} \sum_h^G \nu \Sigma_{f,i}^h \phi_i^h(l)$$

Le processus itératif est répété jusqu'à :

$$\left| \frac{\phi(l) - \phi(l-1)}{\phi(l)} \right| < \gamma$$


```

{
   $P_{cvv} = P_{vv} + (A^{-1} - P_{ss})^{-1}P_{sv}$  (méthode  $P_{cvv}$ )
   $W_{vv} = (I - P_{cvv}\Sigma_s^{g \rightarrow g})^{-1}P_{cvv}$  (méthode  $W_{vv}$ )
   $\left[ \begin{array}{l} \phi = 1, k = 1, J^- = 1 \\ Q = v\Sigma_f\phi \\ Bil1 = V\chi v\Sigma_f\phi \\ Bil2 = V\Sigma_t\phi - V\Sigma_s\phi \\ k = \frac{Bil1}{Bil2}, Q_f = \frac{\chi Q}{k} \\ ErrK = 1, Err1\phi = 1 \text{ et } \phi_{TM} = 1 \end{array} \right]$  (toutes les méthodes)
} (initialisation)

tant que :  $ErrK > \alpha$  et  $Err1\phi > \beta\phi_{TM}$  faire (critères de convergence)
   $S = Q_f$ 
   $Err2\phi = 1, Err3\phi = 0$ 
  tant que :  $Err2\phi > \gamma$  faire (critères de convergence)
     $\phi_0 = \phi, \phi_{GD} = 0, \phi_{DM} = 0$  (mise à jour)
    {
       $\left\{ \begin{array}{l} S1 = S + \Sigma_s\phi \text{ puis } \phi = 0 \\ \phi = P_{vs}J^- + P_{vv}S1 \end{array} \right.$  (méthode  $P_{vv}$ )
       $\left\{ \begin{array}{l} S1 = S + \Sigma_s\phi \text{ puis } \phi = 0 \\ \phi = P_{cvv}S1 \end{array} \right.$  (méthode  $P_{cvv}$ )
       $\left\{ \begin{array}{l} S1 = S + \Sigma_{d,s}\phi + \Sigma_{u,s}\phi \text{ puis } \phi = 0 \\ \phi = W_{vv}S1 \end{array} \right.$  (méthode  $W_{vv}$ )
    } (calcul : sources et flux)
     $\phi_{GD} = \max(|\phi - \phi_0|, \phi_{GD})$ 
     $\phi_{GM} = \max(\phi, \phi_{GM})$ 
     $Err2\phi = \phi_{GD}/\phi_{GM}$ 
  fin
   $k_0 = k, Q = 0, Bil1 = 0, Bil2 = 0, Q_f = 0$ 
   $Q = v\Sigma_f\phi$ 
   $Bil1 = V\chi v\Sigma_f\phi$ 
   $Bil2 = V\Sigma_t\phi - V\Sigma_s\phi$ 
   $k = \frac{Bil1}{Bil2}, Q_f = \frac{\chi Q}{k}$ 
   $ErrK = |k - k_0|/k$  (calcul : écart  $k_{eff}$ )
  si  $ErrK < \alpha$ 
     $\phi_{TD} = 0, \phi_{TM} = 0$ 
     $\phi_{TD} = \max(|\phi - \phi_0|, \phi_{TD})$ 
     $\phi_{TM} = \max(\phi, \phi_{TM})$ 
     $Err1\phi = \phi_{TM}$ 
    si  $\phi_{TM} > 0$ 
       $Err3\phi = \max(\phi_{DM}/\phi_{TM}, Err3\phi)$  (calcul : écart flux)
    fin
  fin
   $Q_{tot} = \Sigma_s\phi + Q_f$  (mise à jour des sources pour les courants)
   $J^+ = P_{ss}J^- + P_{sv}Q_{tot}$  (mise à jour du courant sortant)
   $J^- = AJ^+$  (calcul du courant entrant)
fin

```

Figure 3-8 : Processus itératif de CFLU

3.3.5 Description des processus itératif à courant imposé

Une fois qu'on s'est assuré de la cohérence de ces nouvelles routines avec DRAGON, on passe au but de la méthode qui est l'utilisation des courants entrants calculés par TRIPOLI pour conditionner le calcul DRAGON (routine présentée dans l'Annexe C). En reprenant l'équation des conditions aux frontières sous sa forme générique (équation (2-37)) :

$$\vec{J}_-^g = \vec{J}_{trip}^g + A^g \vec{J}_+^g$$

$$\vec{J}_-^g = \vec{J}_{trip}^g + A^g (P_{ss}^g \vec{J}_-^g + P_{sv}^g \vec{Q}^g)$$

$$\vec{J}_-^g = (I - A^g P_{ss}^g)^{-1} \vec{J}_{trip}^g + (I - A^g P_{ss}^g)^{-1} A^g P_{sv}^g \vec{Q}^g$$

$$\vec{J}_-^g = \vec{J}_0^g + \tilde{P}_{ss}^g P_{sv}^g \vec{Q}^g$$

Avec : $\vec{J}_0^g = X \vec{J}_{trip}^g$, $\tilde{P}_{ss}^g = X A^g$ et $X = (I - A^g P_{ss}^g)^{-1}$

L'équation de transport devient :

$$\vec{\phi}^g = P_{vs} \vec{J}_0^g + [(P_{vs} \tilde{P}_{ss}^g P_{sv}^g) + P_{vv}^g] \vec{Q}^g$$

Le principe de cette méthode (Figure 3-9) est basé sur le remplacement du courant \vec{J}_0^g dans cette équation par un courant entrant imposé \vec{J}_{trip}^g généré par TRIPOLI :

$$\vec{J}_-^g = \vec{J}_0^g = \vec{J}_{trip}^g \quad (3-21)$$

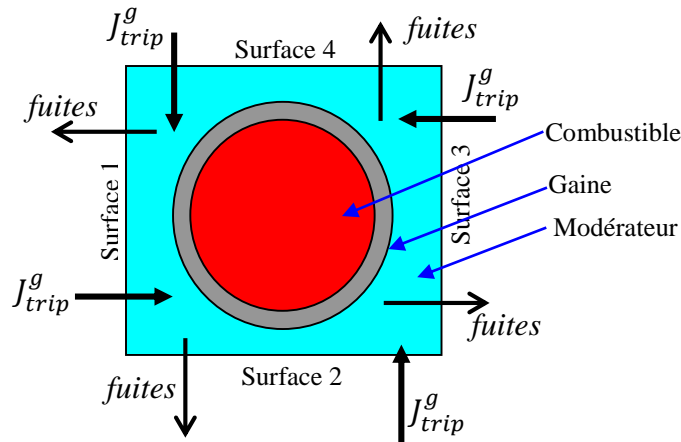


Figure 3-9 : Cellule avec condition de courants entrants fixes

- Pour les méthodes Pvv et Pcvv les conditions aux frontières seront remplacées directement par l'équation (3-21), les deux méthodes seront équivalente car dans la cas des conditions de vide

avec courant entrant fixe on a : $A^g = 0, X = 1$

Donc :

$$\vec{\varphi}^g = P_{vs} \vec{J}_0^g + P_{vv}^g \vec{Q}^g$$

et c'est l'équation que représente les deux méthodes Pvv et Pcvv.

- Pour la méthode Wvv : le système d'équations (3-14) sera modifié :

$$\vec{\varphi}^g = (I - P_{vv}^g \Sigma_{w,s})^{-1} P_{vs}^g \vec{J}_{trip}^g + (I - P_{vv}^g \Sigma_{w,s})^{-1} P_{vv}^g \left(\vec{Q}_{s,d}^g + \vec{Q}_{s,u}^g + \frac{\vec{Q}_f^g}{k} \right)$$

Donc :

$$\begin{cases} \vec{\varphi}^g = W_{vs}^g \vec{J}_{trip}^g + W_{vv}^g \left(\vec{Q}_{s,d}^g + \vec{Q}_{s,u}^g + \frac{\vec{Q}_f^g}{k} \right) \\ \vec{J}_+^g = P_{ss}^g \vec{J}_{trip}^g + P_{sv}^g \left(\vec{Q}_s^g + \frac{\vec{Q}_f^g}{k} \right) \\ \vec{J}_-^g = \vec{J}_{trip}^g \end{cases} \quad (3-22)$$

$$\text{avec : } \begin{cases} W_{vv}^g = (I - P_{vv}^g \Sigma_{w,s})^{-1} P_{vv}^g \\ W_{vs}^g = (I - P_{vv}^g \Sigma_{w,s})^{-1} P_{vs}^g \end{cases} \quad (3-23)$$

et où on considère que : $k = \sum_V \sum_g V \vec{Q}_f^g$

Pour les trois approches Pvv, Pcvv et Wvv, on reprend les mêmes processus itératifs réalisés précédemment selon trois méthodes (avec une seule boucle, avec deux boucles et CFLU) en les ajustant (Figure 3-10) sachant qu'au lieu d'un courant d'initialisation ($J_- = 1$), on utilise les courants entrants TRIPOLI comme conditions aux frontières.

Puisque les courants de TRIPOLI sont normalisés arbitrairement, il faut les renormaliser afin que les albédos (rapport entre les courants entrant et sortants) de TRIPOLI et DRAGON soit cohérents :

$$\frac{\vec{J}_{-trip}^g}{\vec{J}_{+trip}^g} \equiv \frac{\vec{J}_{-drag}^g}{\vec{J}_{+drag}^g}$$

Le defit du choix de la methode de normalisation est qu'elle ne doit pas modifier grandement les courants de TRIPLOI ni alourdir les calculs.

À chaque itération le courant entrant de TRIPOLI \vec{J}_{trip}^g sera normalisé par rapport à celui de DRAGON et le facteur de normalisation à l'itération n sera :

$$\varepsilon(n) = \frac{\sum_g \sum_\alpha \vec{J}_{-trip}^g}{\sum_g \sum_\alpha \vec{J}_{+trip}^g} \times \frac{\sum_g \sum_\alpha \vec{J}_{+drag}^g(n-1)}{\sum_g \sum_\alpha \vec{J}_{-drag}^g(n-1)} \quad (3-24)$$

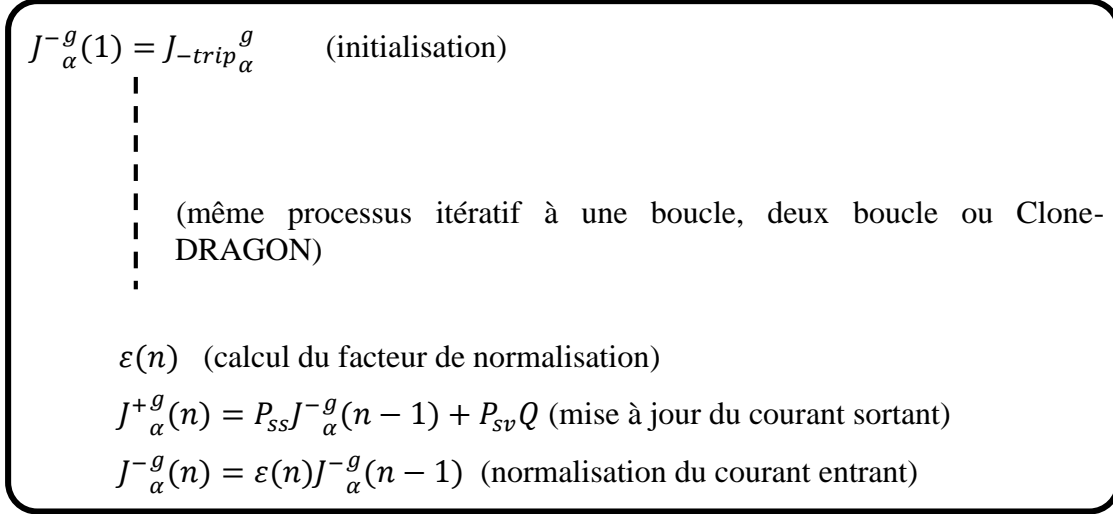


Figure 3-10 : Processus itérative avec courants imposés

3.4 Méthode des albédos

DRAGON permet l'utilisation des albédos comme conditions aux frontières. Le but de cette méthode est de profiter de cette option en utilisant les albédos calculés à partir des courants de TRIPOLI.

3.4.1 Théorie

Les courants de surface (entrants J_{-}^g et sortants J_{+}^g) obtenus à partir d'un calcul d'assemblage avec TRIPOLI serviront à calculer les albédos multigroupes à chaque surface α d'une cellule de l'assemblage :

$$\beta_{\alpha}^g = \frac{J_{\alpha}^{+g}}{J_{\alpha}^{-g}} \quad (3-25)$$

Ces albédos sont utilisés directement comme conditions aux frontières dans un calcul de cellule par DRAGON (Marleau et al., 2013) où ils seront pris en compte dans les modules LIB (ou MAC) et GEO après une modification du module NXT.

Dans le cadre de ce travail, on a vérifié la compatibilité des albédos obtenus à partir des courants de surface calculés par TRIPOLI avec les données de DRAGON. La Figure 3-11 représente un exemple explicatif de l'utilisation des albédos de TRIPOLI pour conditionner le calcul DRAGON. Il s'agit d'un assemblage de deux cellules en MOX et UOX.

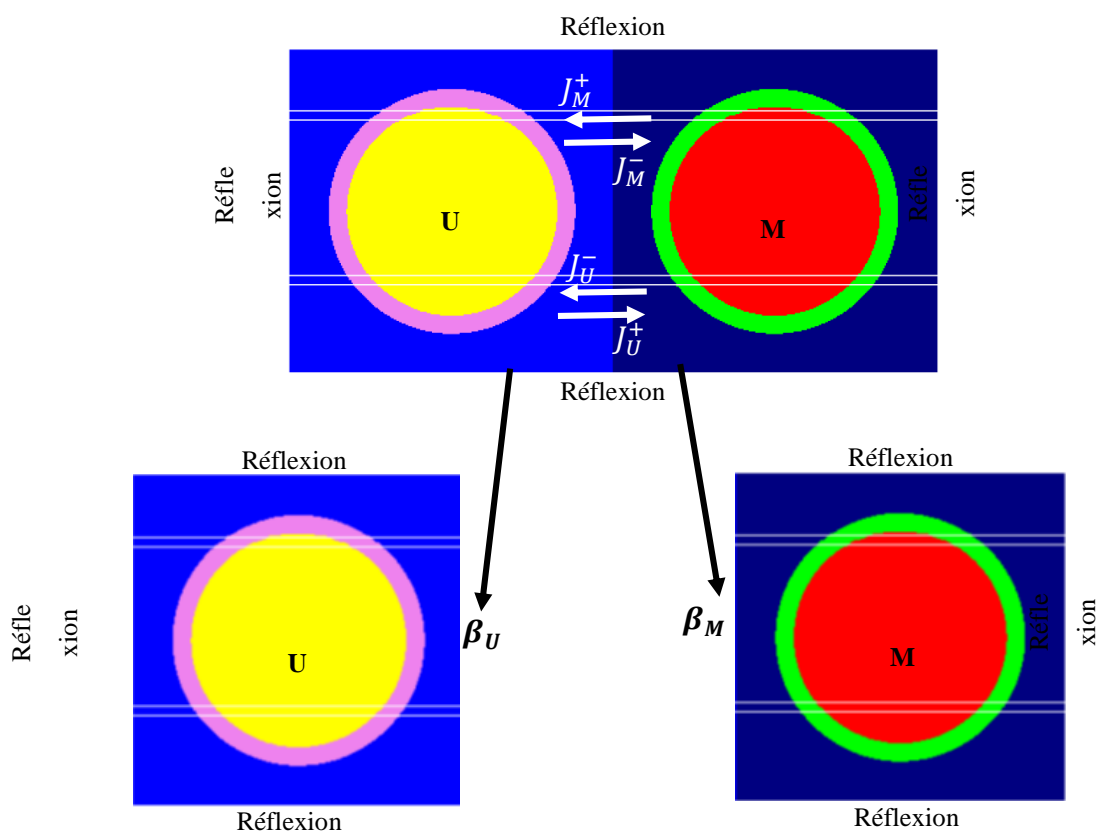


Figure 3-11 : Exemple de la méthode des albédos

Pour la cellule en MOX par exemple, les courants entrant (J_M^-) et sortants (J_M^+) par la surface commune serviront à calculer l'albédo (β_M) à cette surface qui sera utilisé comme condition aux frontières lors du calcul de la cellule MOX isolée.

3.4.2 Implantation de la prise en charge des albédos multi surfaces dans DRAGON

L'application de cette méthode pour faire un couplage entre des calculs TRIPOLI et DRAGON se heurte à une contrainte majeure à cause de la façon selon laquelle les surfaces externes sont traitées dans DRAGON. Dans les cas à géométries simples (Figure 3-12-a), l'application de la condition d'albédo dans DRAGON est possible et directe via les module MAC et GEO. Le problème se pose pour les cas où la géométrie est discrétisée, car avec DRAGON on est limité à une seule condition aux frontières par plan de surface externe, ce qui représente un handicap dans le cas d'une surface discrétisée par des SPLIT ou des MESH (Marleau et al., 2013) en plus du cas où plusieurs régions différentes de la géométrie ont la même surface (Figure 3-12-b).

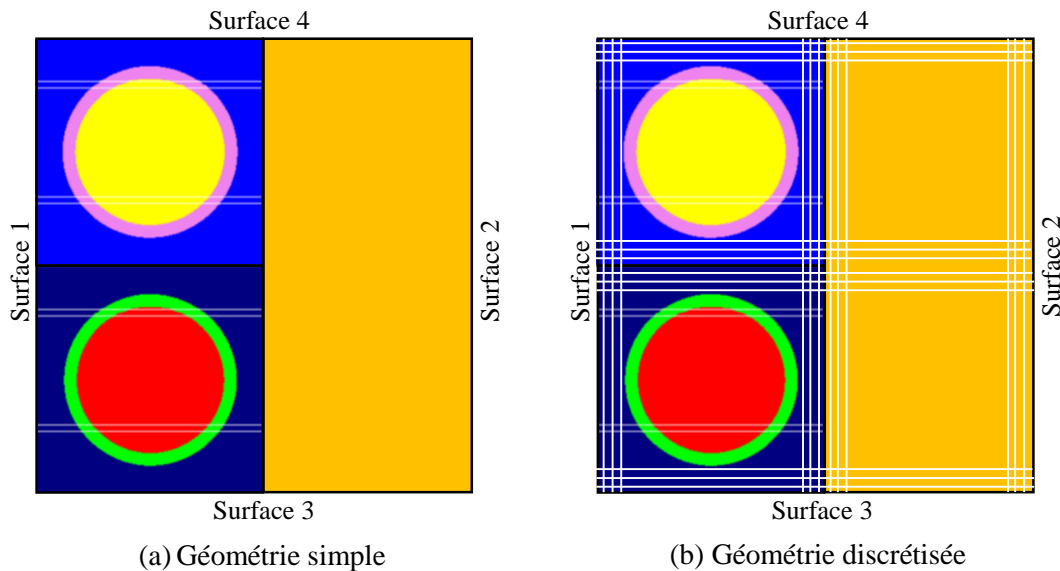


Figure 3-12 : Traitement des surfaces dans DRAGON

Pour remédier à ce problème et pouvoir utiliser des albédos multigroupes et multi surfaces dans DRAGON des modifications majeurs ont été effectuées dans le code où nous avons introduit de nouvelles routines et modifié d'autres. Ces routines permettent de :

- Calculer les albédos multigroupes et multi surfaces (équation (3-26)) à partir des courants de surfaces fournis par TRIPOLI.
- Introduire ces albédos dans la bibliothèque de sections efficaces macroscopiques via les modules LIB ou MAC.

- Rendre possible la prise en compte de ces albédos multigroupes et multi surfaces comme conditions aux frontières pour chaque surface discrétisée (par le module NXT).

Ce dernier point représente l'étape la plus complexe suite aux modifications majeures introduites au module de tracking NXT et d'autres routines DRAGON qui font appel à NXT ou utilisent ses données. Ces modifications ont été introduites de façon à ne pas altérer les paramètres originaux, c'est-à-dire dans le cas d'une géométrie simple les nouveaux paramètres et les originaux seront identiques.

Un résumé des modifications, apportées aux routines du module NXT et celles faisant appel à NXT ou utilisant ses données, est présenté à la Figure 3-13 et au Tableau 3-1.

Le but est de rendre le code DRAGON capable de reconnaître les différentes surfaces du même plan externe (Figure 3-13) afin de leurs appliquer des conditions de frontière différentes. Ainsi les bénéfices de cette procédure dépassent nos objectifs car avec ces modifications, on n'est plus limité maintenant à une seule condition aux frontières sur le plan de la surface externe car on peut appliquer pour chaque région ou sous-région une condition aux frontières différentes.

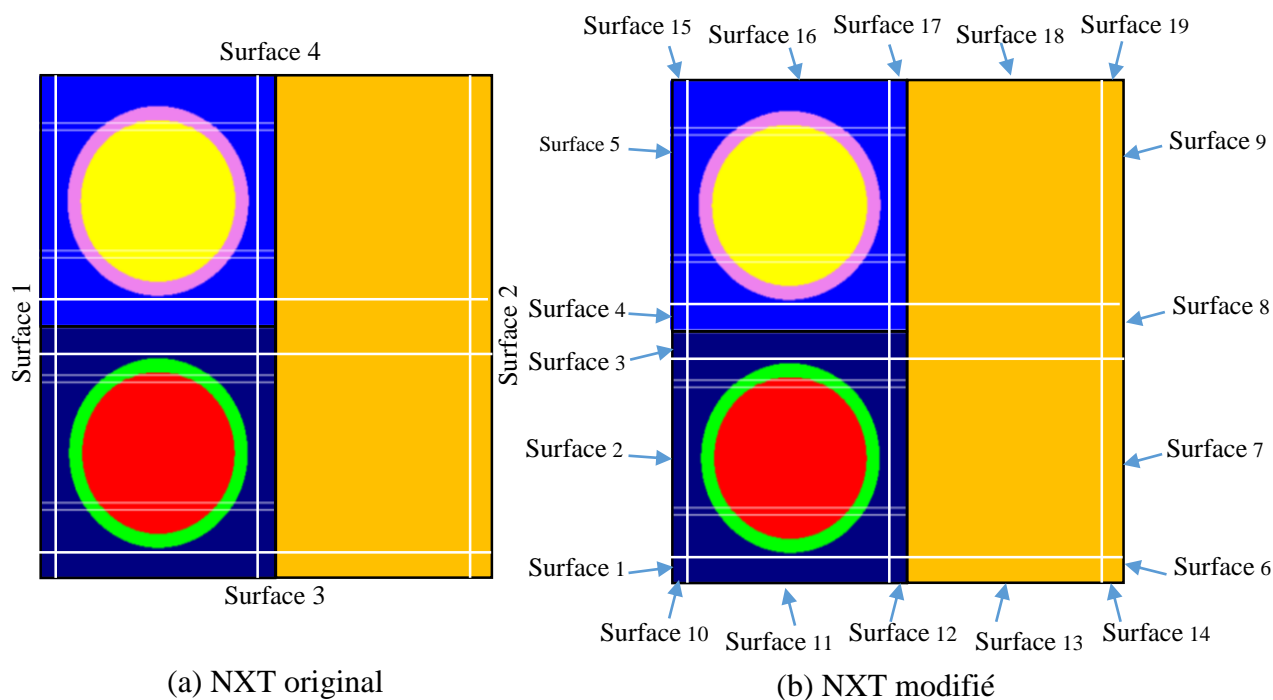


Figure 3-13 : Modification du traitement des surfaces dans NXT

Tableau 3-1 : Les modifications du module NXT pour les albédos multi surface

NXT	NXT	Routine principale du module de tracking
	NXTACG	Routine d'analyse de géométrie avec des clusters.
	NXTBCG	Routine d'analyse des conditions aux frontières et des symétries de la géométrie.
	NXTGMD	Routine d'analyse des dimensions de la géométrie et sa discrétisation.
	NXTMCD	Routine d'analyse des dimensions et la discrétisation de la géométrie multi cellule. Création de nouveaux paramètres pour la prise en charge de la discrétisation : - NBSURF-YYZR : vecteur contenant le nombre de surfaces après le maillage (meshing). - MATSRF : vecteur contenant le nombre total de surfaces après le maillage (meshing) et la partition (splitting).
	NXTEGI	Routine de récupération des données de la géométrie
	NXTCVS	Routine d'identification finale des surfaces et des volumes de la géométrie discrétisées. Création de : SFCODE : vecteur contenant les identifiants finaux des surfaces et des volumes (équivalent à l'original ICODE) avec spécification des surfaces où les albédos seront appliqués.
	NXTAVS	Routine d'identification finale des surfaces et des volumes de la géométrie discrétisées. Création de : MATALB : vecteur contenant les identifiants globaux des surfaces et des volumes de la géométrie discrétisées.
ASM	ASM	Routine principale du module de calcul des probabilités de collisions
	EXCELP	Routine de calcul des probabilités de collisions dépendant des conditions aux frontières.
	PIJ2D	Routine d'intégration pour le cas du tracking 2D des conditions aux frontières isotopiques.
	PIJS2D	Routine d'intégration pour le cas du tracking 2D des conditions aux frontières spéculaires.
SHI	SHI	Routine principale du module d'autoprotection.
	DOORPV	Routine d'autoprotection faisant appel au calcul des probabilités de collisions.

CHAPITRE 4 ÉTUDE COMPARATIVE ENTRE TRIPOLI ET DRAGON

4.1 Description des modèles étudiés

Afin de s'assurer de la cohérence des méthodes de calcul entre les codes TRIPOLI et DRAGON, une étude comparative entre les deux codes a été réalisée, à travers une série de tests, afin de :

- Analyser l'effet de certains paramètres de simulation (les discrétisations spatiale et énergétique et les types des conditions aux frontières ainsi que les bibliothèques de sections efficaces) sur les résultats des deux codes.
- Vérifier la compatibilité des courants de TRIPOLI avec DRAGON.
- Choisir les paramètres de simulation et les modèles à utiliser dans le cadre de ce projet.

Dans cette section, on décrit brièvement le principe de certains tests réalisés pour cette étude comparative et on présente, à la fin de ce chapitre, les résultats détaillés des tests qui seront utilisés comme modèles pour le reste du rapport.

La géométrie des tests réalisés est basée sur le modèle de la cellule REP (Figure 4-1) à trois régions en utilisant les mélanges donnés dans le Tableau 4-1 avec l'UOX (enrichi à 3.7 %) et le MOX (enrichi à 2.8 %, 4.9 % et 7.5 %) comme combustibles.

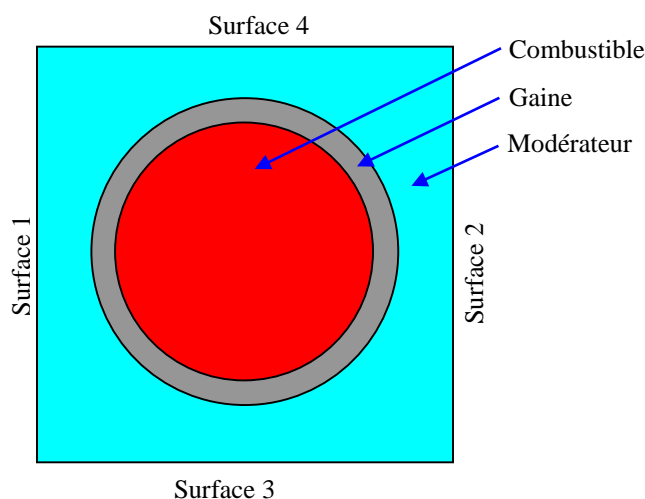


Figure 4-1 : Cellule REP

Tableau 4-1 : Mélanges utilisés lors des tests

Région	Matériau	Mélange	Densité (atome/cm ³)			
			UOX (3.7%)	MOX (2.8%)	MOX (4.9%)	MOX (7.5%)
Région 1	Combustible	O16	4.4620E-02	4.6842E-02	4.6849E-02	4.6858E-02
		U234	6.2942E-06	-	-	-
		U235	8.3564E-04	5.7651E-05	5.6422E-05	5.4900E-05
		U238	2.1468E-02	2.2712E-02	2.2228E-02	2.1628E-02
		Pu238	-	7.8709E-06	1.3778E-05	2.1097E-05
		Pu239	-	3.8863E-04	6.8030E-04	1.0417E-03
		Pu240	-	1.5675E-04	2.7440E-04	4.2015E-04
		Pu241	-	5.8297E-05	1.0205E-04	1.5626E-04
		Pu242	-	3.0317E-05	5.3070E-05	8.1260E-05
Région 2	Gaine	ZR-NAT	3.7960E-02			
Région 3	Modérateur	H1_H2O	6.6657E-02			
		O16	3.3329E-02			
		B10	1.2991E-05			
		B11	4.8161E-05			

Parmi les bibliothèques de sections efficaces disponibles dans TRIPOLI on a choisi les bibliothèques ENDFB6 et JEF2.2 en utilisant trois types de discrétisation énergétique (2, 69 et 172 groupes) pour l'estimation du flux. Lors des calculs DRAGON, on utilise les mêmes bibliothèques à 69 et 172 groupes et pour les deux cas on fait une condensation à deux groupes qui permettra par la suite de faire des calculs à deux groupes.

Les tests sont réalisés avec deux conditions aux frontières :

- La réflexion isotrope dans DRAGON (c'est l'option TISO) et dans TRIPOLI (c'est l'option COSINUS).
- La réflexion spéculaire dans DRAGON (c'est l'option TSPC) et dans TRIPOLI (c'est l'option REFLEXION).

Pour la géométrie on a opté pour trois discrétisations spatiales : simple, fine et très fine comme le montre la Figure 4-2.

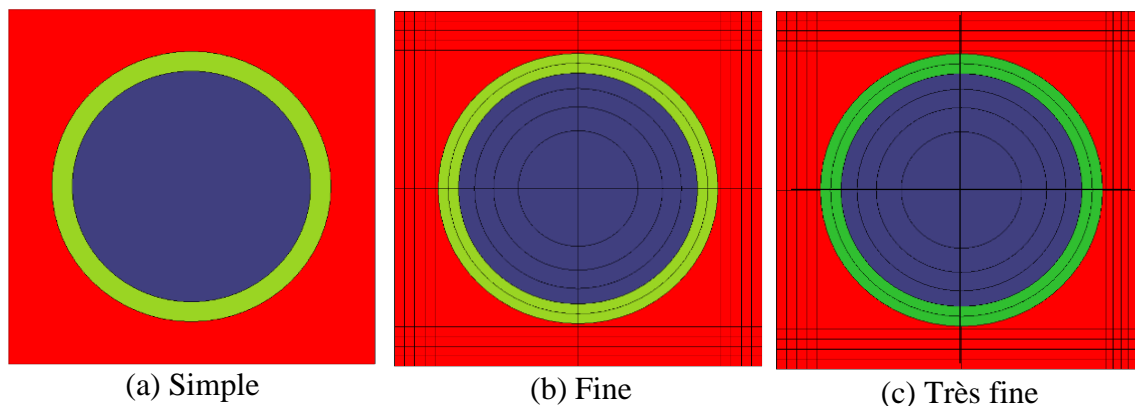


Figure 4-2 : Types de discrétisations spatiales

Pour la comparaison entre TRIPOLI et DRAGON, on a testé plusieurs configurations en utilisant les différentes discrétisations spatiales et énergétiques et avec les deux types de conditions aux frontières.

4.1.1 La cellule

Ce modèle (Figure 4-1) est celui de la cellule du réacteur REP sur laquelle on a appliqué les trois types de discrétisations spatiales : simple, fine et très fine (Figure 4-2). Les tests de cellule sont réalisés avec les différents combustibles cités dans le Tableau 4-1 à savoir : l'UOX enrichi à 3.7% et le MOX enrichi à 2.8%, 4.9% et 7.5%.

4.1.2 L'assemblage 17x17

Les assemblages étudiés sont de type REP (Figure 4-3), contenant soit de l'UOX ou du MOX avec ses trois niveaux d'enrichissement.

Dans TRIPOLI, l'assemblage est traité au complet mais dans DRAGON on peut profiter des symétries (Figure 4-3-b) pour alléger les calculs en traitant le huitième de l'assemblage seulement.

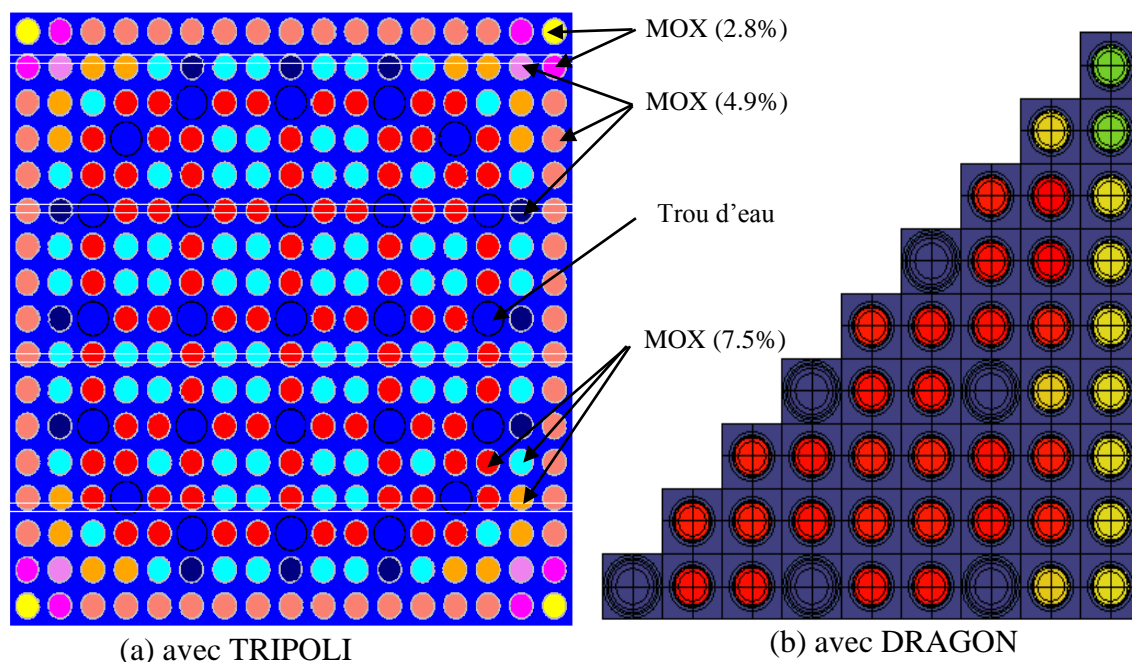


Figure 4-3 : Assemblage REP

4.1.3 Le regroupement d'assemblages

Cette configuration est un regroupement de neuf assemblages (Figure 4-4) de type REP (17x17) décrits plus haut. Ici encore l'option de symétrie de DRAGON simplifie grandement la construction de la géométrie (Figure 4-4-b).

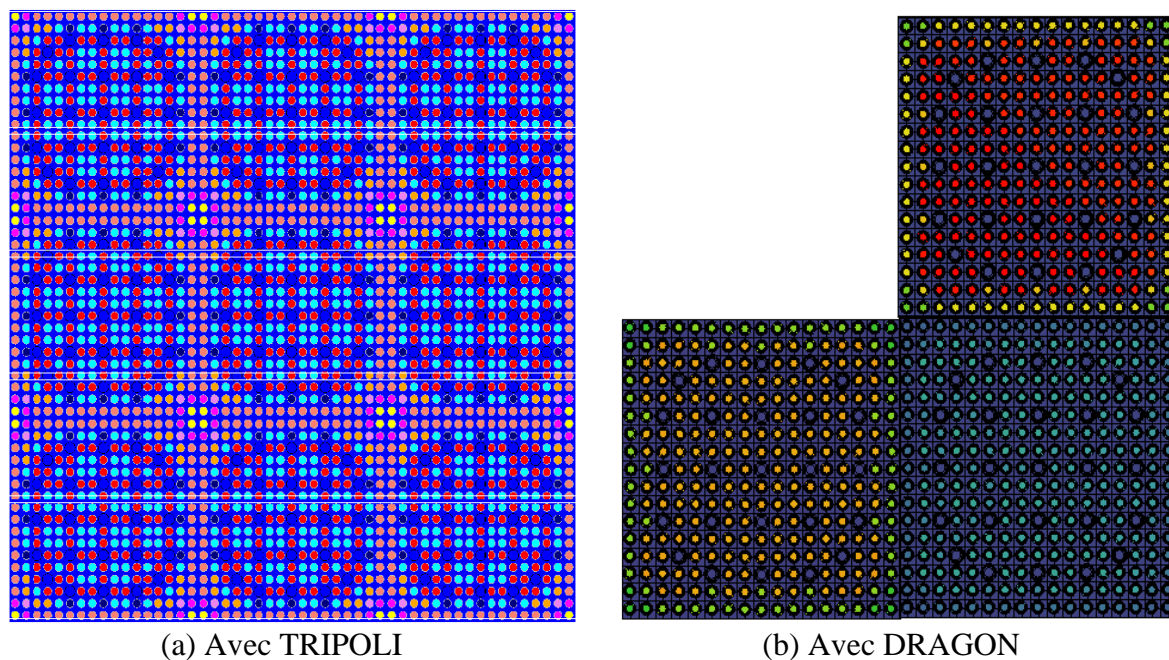


Figure 4-4 : Regroupement de 9 assemblages REP

4.1.4 L'interface MOX-UOX

Pour évaluer l'effet de l'interface MOX-UOX nous avons réalisé d'autres tests avec un assemblage 4x4 (Figure 4-5) contenant du MOX (2.8%) et de l'UOX (3.7%) et une série d'assemblage 3x3 (Figure 4-6) contenant du MOX (2.8%) et de l'UOX (3.7%) selon des répartitions différentes.

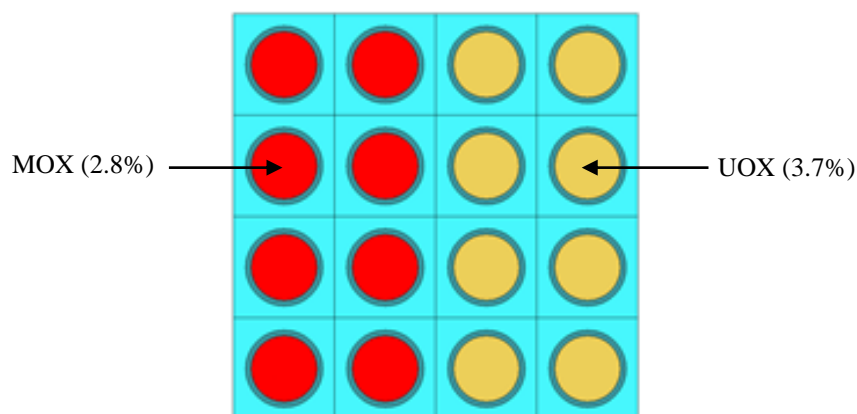


Figure 4-5 : Assemblage 4x4 MOX-UOX

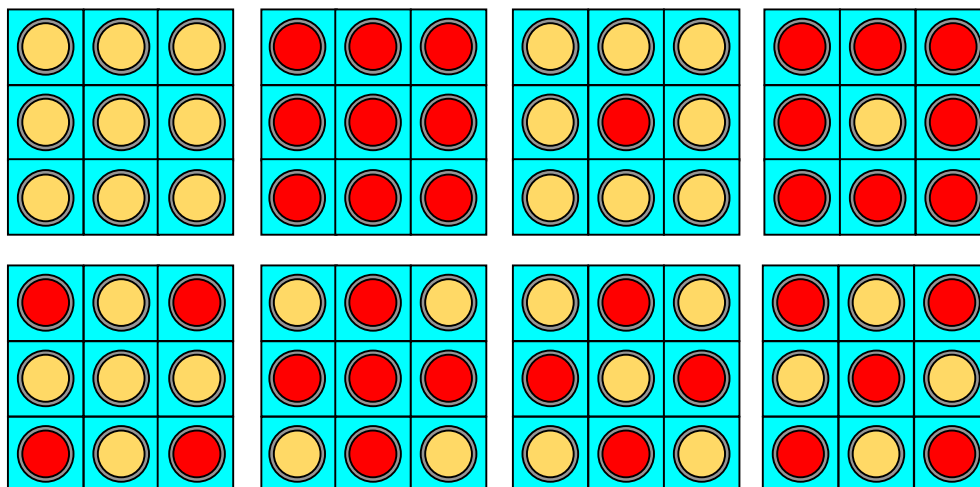


Figure 4-6 : Assemblages 3x3 MOX et/ou UOX

4.1.5 Assemblages 2x1

Dans ce test on a étudié, avec DRAGON et TRIPOLI, un assemblage (2x1) formé par une cellule en MOX (2.8%) et l'autre en UOX (3.7%). Les tests sont faits avec les trois discrétisation spatiale : simple (Figure 4-7), fine (Figure 4-8) et très fine (Figure 4-9).

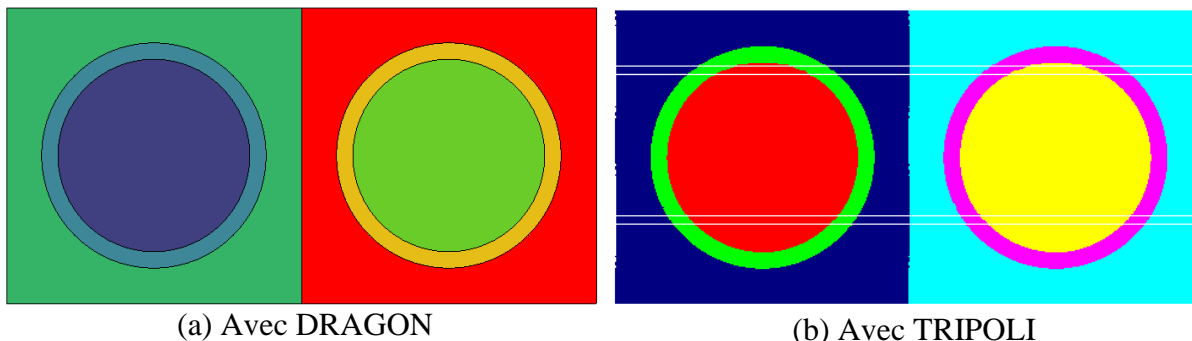


Figure 4-7 : Assemblages 2x1 MOX-UOX à géométrie simple

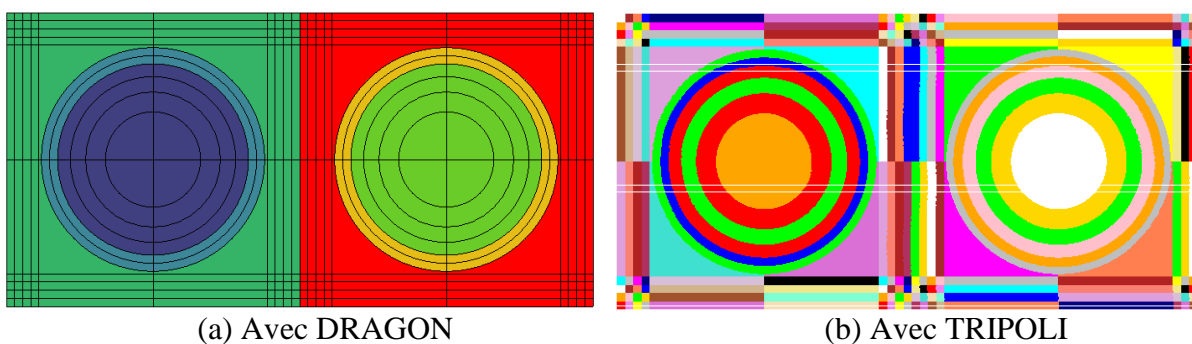


Figure 4-8 : Assemblages 2x1 MOX-UOX à géométrie fine

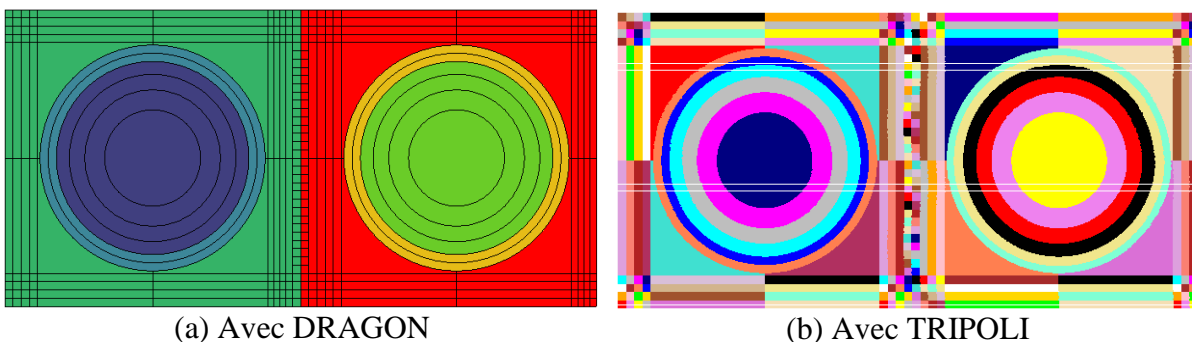


Figure 4-9 : Assemblages 2x1 MOX-UOX à géométrie très fine

4.1.6 Assemblages 4x4

Dans ces tests d'assemblage 4x4 plusieurs configurations ont été testées. Les assemblages homogènes contiennent du MOX (2.8%) ou de l'UOX (3.7%) et ils sont soit avec ou sans trou d'eau (Figure 4-10).

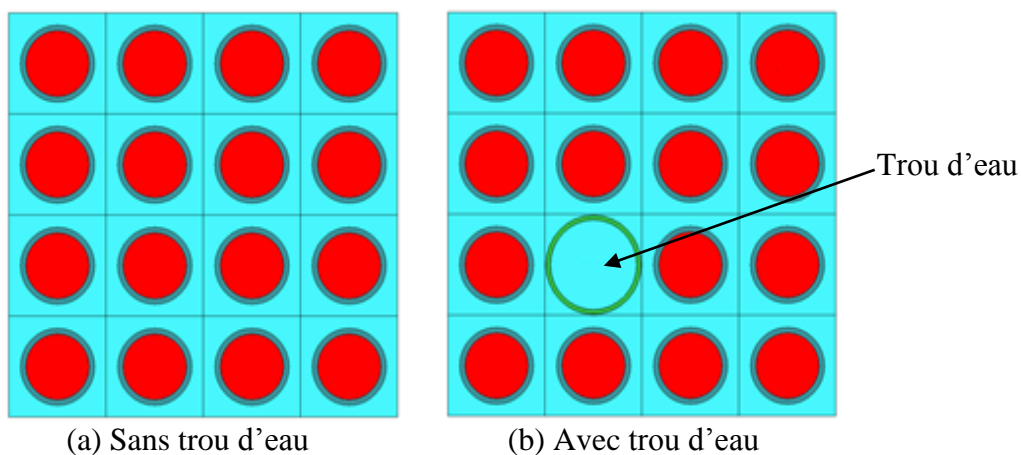


Figure 4-10 : Assemblage 4x4

Pour une analyse plus complète on a testé aussi une configuration plus hétérogène. Formé par des cellules de MOX (2.8%) et de l'UOX (3.7%), cet assemblage (dit très hétérogène) contient aussi un trou d'eau. Le test est réalisé en utilisant les discrétisations spatiale : simple (Figure 4-11) et fine (Figure 4-12).

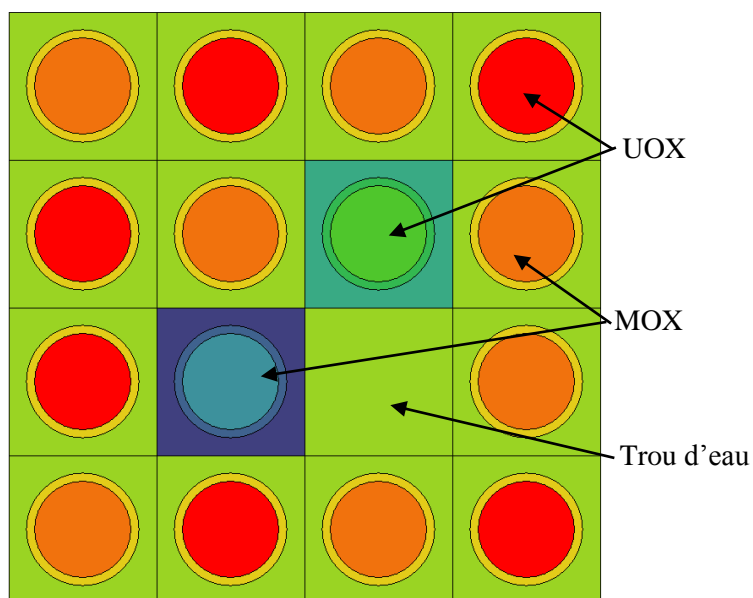


Figure 4-11 : Assemblage 4x4 MOX-UOX à géométrie simple

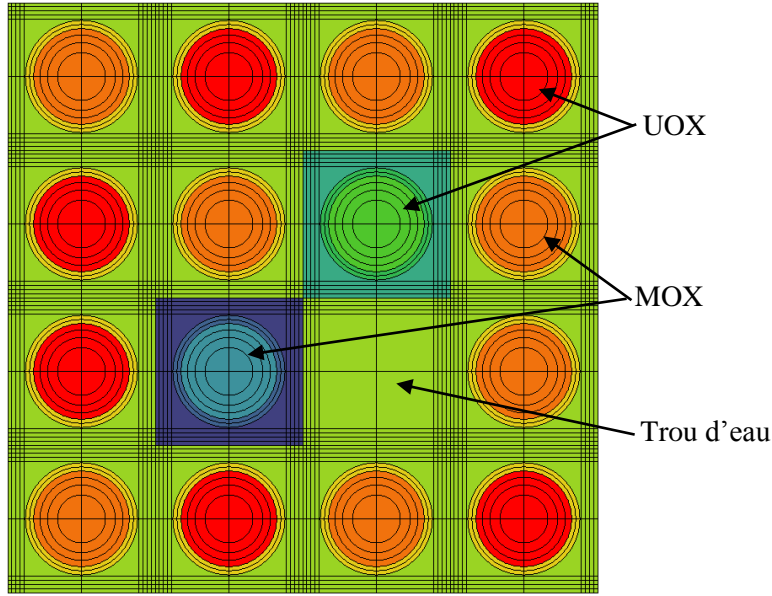


Figure 4-12 : Assemblage 4x4 MOX-UOX à géométrie fine

Pour les tests réalisés, on a choisi de vérifier les effets sur le facteur de multiplication et le flux qui sont les plus pertinents pour les études de criticité mais d'autres paramètres peuvent être évalués aussi comme les taux de réactions.

Lors de la comparaison des résultats, on a évalué l'écart sur le facteur de multiplication k_{eff} en mk selon la formule suivante :

$$\Delta k = (k_{Tripoli} - k_{Dragon}) \times 1000 \quad (4-1)$$

Puisque les flux calculés avec TRIPOLI et DRAGON sont normalisés de façons différentes, il faut normaliser les flux de DRAGON pour qu'ils soient cohérents avec ceux de TRIPOLI selon la relation suivante :

$$\phi_i^g(Dragon)_{normalisé} = \phi_i^g(Dragon)_{calculé} \times \frac{\sum_{g=1}^G \sum_{i=1}^N \phi_i^g(Tripoli)_{calculé}}{\sum_{g=1}^G \sum_{i=1}^N \phi_i^g(Dragon)_{calculé}} \quad (4-2)$$

L'écart du flux sera donné en % par :

$$\Delta \phi_i^g = \frac{(\phi_i^g(Dragon)_{normalisé} - \phi_i^g(Tripoli)_{calculé})}{\phi_i^g(Tripoli)_{calculé}} \times 100 \quad (4-3)$$

4.2 Choix des modèles de référence

Pour des raisons de simplification trois modèles ont été choisis pour tester les méthodes de couplage :

- Cellules MOX et UOX : Figure 4-1 et Figure 4-2.
- Assemblages 2x1 MOX/UOX : Figure 4-7, Figure 4-8 et Figure 4-9.
- Assemblages 4x4 MOX/UOX avec un trou d'eau pour plus d'hétérogénéité Figure 4-11 et Figure 4-12.

Pour le combustible, on a opté pour le MOX enrichi à 2.8% et l'UOX enrichi à 3.7%.

Ces modèles seront utilisés pour les tests comparatifs entre TRIPOLI et DRAGON ainsi que pour la validation des méthodes de couplage développées dans le cadre de ce projet. Les résultats des tests les plus pertinents sont présentés, selon les cas étudiés, dans les sous-sections suivantes et les autres sont donnés dans l'annexe D.

4.3 Effet du type de bibliothèques

Les différents tests ont été réalisés avec deux bibliothèques de sections efficaces : ENDFB6 et JEF2.2. La comparaison des résultats de TRIPOLI et DRAGON pour ces deux bibliothèques permet de voir l'effet de la différence des évaluations de sections efficaces.

Les résultats des calculs du k_{eff} , pour les tests à géométrie fine et avec la condition de réflexion isotrope, sont présentés dans les tableaux Tableau 4-2 et Tableau 4-3 où ceux de TRIPOLI sont donnés avec leurs écarts type (σ en mk). On constate, généralement, que la bibliothèque ENDFB6 donne des résultats plus cohérents entre les deux codes que JEF2.2 et que les calculs DRAGON surestiment la valeur du facteur de multiplication par rapport à TRIPOLI avec les deux bibliothèques. Aussi, lors de ces calculs de cellule, les écarts sont plus importants avec de l'UOX, puisqu'il est moins fissile que le MOX, sachant que les écarts sont plus faibles en augmentant le nombre de cellules MOX dans les assemblages 2x1 et 4x4 (Tableau 4-3) par rapport aux calculs de cellule UOX isolée.

Tableau 4-2 : Comparaison entre ENDFB6 et JEF2.2 pour le calcul du k_{eff} des cellules MOX et UOX

		Cellule MOX		Cellule UOX	
		ENDFB6	JEF2.2	ENDFB6	JEF2.2
TRIPOLI	KSTEP	1,09538 (0.11)	1,09717 (0.11)	1,25256 (0.12)	1,25659 (0.12)
	KCOLL	1,09540 (0.10)	1,09721 (0.10)	1,25251 (0.11)	1,25657 (0.12)
	KTRACK	1,09536 (0.13)	1,09715 (0.13)	1,25244 (0.15)	1,25626 (0.15)
	MACRO KCOLL	1,09548 (0.11)	1,09727 (0.11)	1,25242 (0.13)	1,25649 (0.13)
DRAGON 172 groupes		1,09604	1,09789	1,25731	1,26249
Écart TRIPOLI/DRAG	KSTEP	-0,67	-0,72	-4,74	-5,89
	KCOLL	-0,65	-0,68	-4,79	-5,92
	KTRACK	-0,68	-0,73	-4,86	-6,23
	MACRO KCOLL	-0,57	-0,61	-4,89	-5,99
Écart TRIPOLI ENDF/JEF	KSTEP	-1,79		-4,03	
	KCOLL	-1,81		-4,06	
	KTRACK	-1,79		-3,82	
	MACRO KCOLL	-1,80		-4,08	
Écart DRAGON ENDF/JEF		-1,84		-5,18	

Tableau 4-3 : Comparaison entre ENDFB6 et JEF2.2 pour le calcul du k_{eff} des assemblages 2x1 et 4x4

		Assemblage 2x1		Assemblage 4x4	
		ENDFB6	JEF2.2	ENDFB6	JEF2.2
TRIPOLI	KSTEP	1,16780 (0.12)	1,17057 (0.11)	1,15358 (0.11)	1,15621 (0.11)
	KCOLL	1,16777 (0.11)	1,17064 (0.11)	1,15362 (0.11)	1,15614 (0.11)
	KTRACK	1,16753 (0.14)	1,17103 (0.14)	1,15372 (0.14)	1,15619 (0.14)
	MACRO KCOLL	1,16772 (0.12)	1,17086 (0.12)	1,15362 (0.11)	1,15613 (0.11)
DRAGON 172 groupes		1,16504	1,16849	1,15379	1,15688
Écart (mk) TRIPOLI/ DRAGON	KSTEP	2,75	2,09	-0,21	-0,67
	KCOLL	2,73	2,15	-0,17	-0,74
	KTRACK	2,49	2,54	-0,07	-0,69
	MACRO KCOLL	2,68	2,38	-0,17	-0,75
Écart (mk) TRIPOLI ENDF/JEF	KSTEP	-2,78		-2,63	
	KCOLL	-2,86		-2,52	
	KTRACK	-3,50		-2,47	
	MACRO KCOLL	-3,14		-2,52	
Écart (mk) DRAGON ENDF/JEF		-3,44		-3,09	

La comparaison des résultats du flux entre TRIPOLI et DRAGON illustre encore plus l'effet du type de bibliothèques sur les deux codes. On donne ici à titre d'exemple (Tableau 4-4) les résultats des écarts relatifs (%) du flux dans les différentes régions de la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie. Dans ce tableau, seulement les résultats de certains groupes sont donnés, une analyse complète de ces écarts est représentée dans la Figure 4-13. Les groupes 1 et 2 (les plus énergétiques) ne sont pas représentatifs car il n'y a quasiment pas de neutrons qui atteignent ce niveau d'énergie.

Tableau 4-4 : Les écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON pour la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie

172 groupes	Géométrie fine					
	ENDFB6			JEF2.2		
	Combustible	Gaine	Modérateur	Combustible	Gaine	Modérateur
Groupe 1/172	-17,78	-15,45	-18,59	39,53	39,53	39,36
Groupe 2/172	-23,57	-23,7	-23,35	23,17	23,41	24,08
Groupe 13/172	-2,18	-1,73	-1,15	-3,91	-3,49	-2,88
Groupe 14/172	-0,17	0,3	0,82	-2,57	-2,09	-1,57
Groupe 25/172	1,38	1,78	2,2	2,22	2,5	2,87
Groupe 26/172	4,22	4,46	4,71	4,75	4,88	5,16
Groupe 78/172	0,73	0,7	0,63	0,81	0,86	0,86
Groupe 79/172	0,66	0,65	0,65	1,08	1,02	0,96
Groupe 80/172	6,49	1,3	-0,06	6,73	1,51	0,12
Groupe 81/172	1,46	1,16	0,85	1,65	1,36	1,1
Groupe 135/172	1,67	1,41	1,27	2,15	2,01	1,89
Groupe 136/172	1,92	1,82	1,77	1,8	1,68	1,57
Groupe 170/172	-3,97	-5,44	-11,38	-3,14	-4,17	-10,85
Groupe 171/172	-4,21	-5,47	-12,32	-2,82	-4,2	-11,45
Groupe 172/172	-6,65	-6,12	-13,23	-5,17	-4,37	-12,42

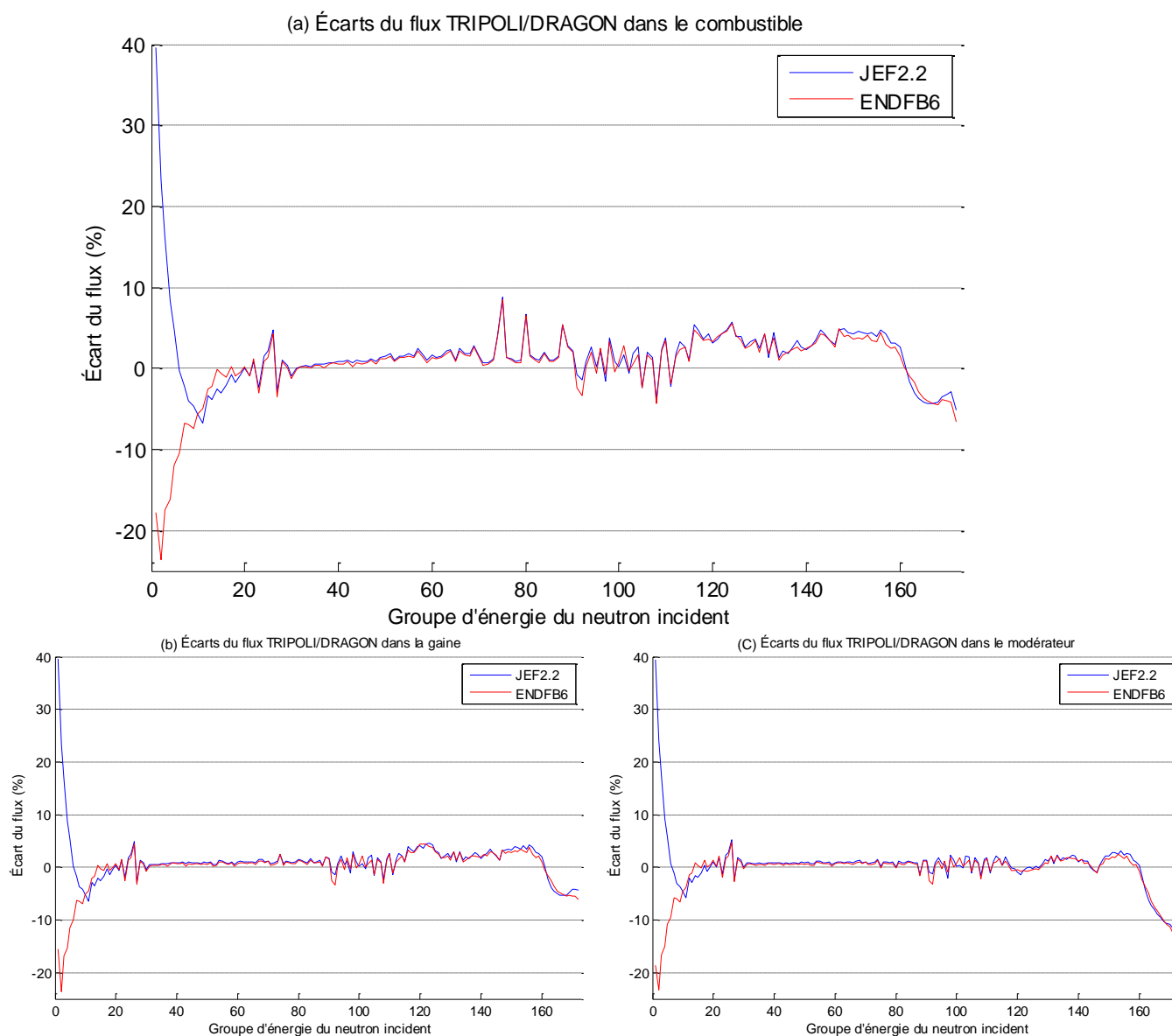


Figure 4-13 : Écarts relatifs TRIPOLI/DRAGON du flux
dans la cellule MOX avec géométrie fine à 172 groupes

En excluant les groupes les plus énergétiques (non représentatifs), la variation des écarts de flux en fonction des groupes d'énergie dans les trois régions est similaire pour les deux bibliothèques. On remarque aussi que plus les neutrons sont ralentis (en se dirigeant du combustible vers le modérateur) plus la variation des écarts est lisse et les résultats de DRAGON se rapprochent de ceux de TRIPOLI (Figure 4-13), ce qui prouve que les deux codes sont plus cohérents dans le domaine thermique que rapide. On peut faire le lien avec l'écart-type du flux TRIPOLI (Figure 4-14) qui suit la même logique (faible dans la gaine par rapport au combustible et encore plus dans le modérateur).

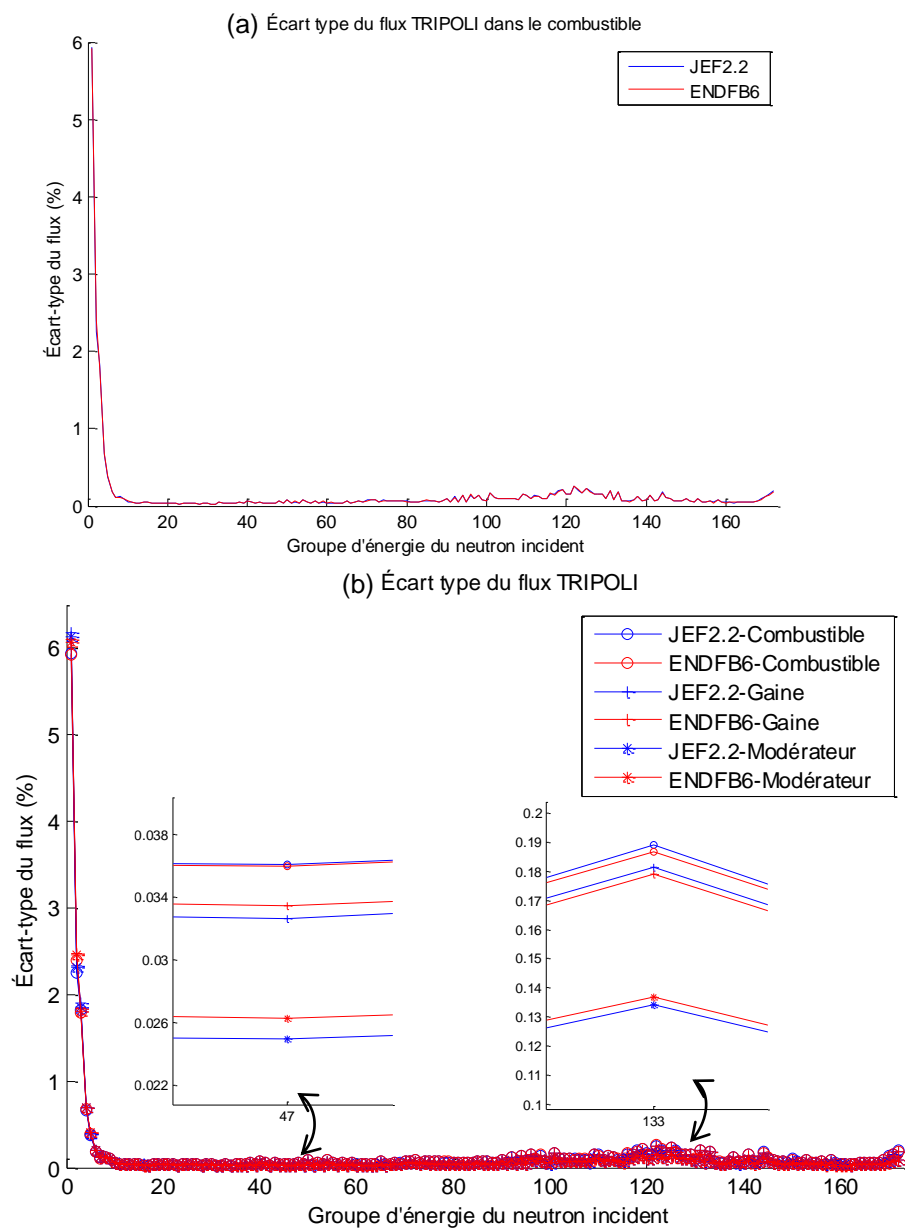


Figure 4-14 : Écart-type du flux TRIPOLI dans la cellule
MOX avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie

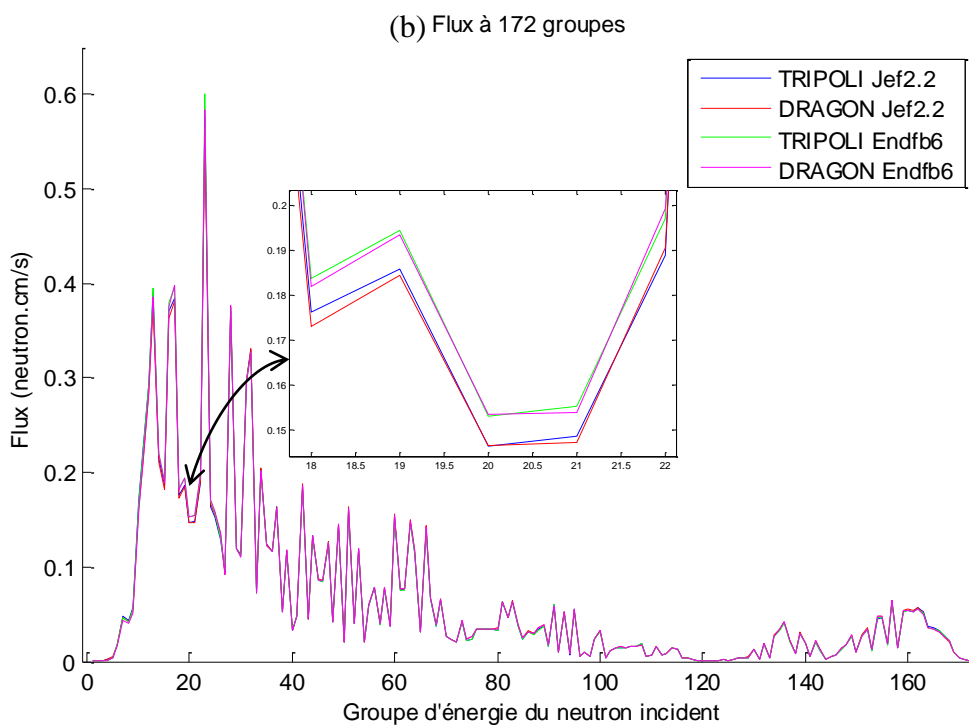
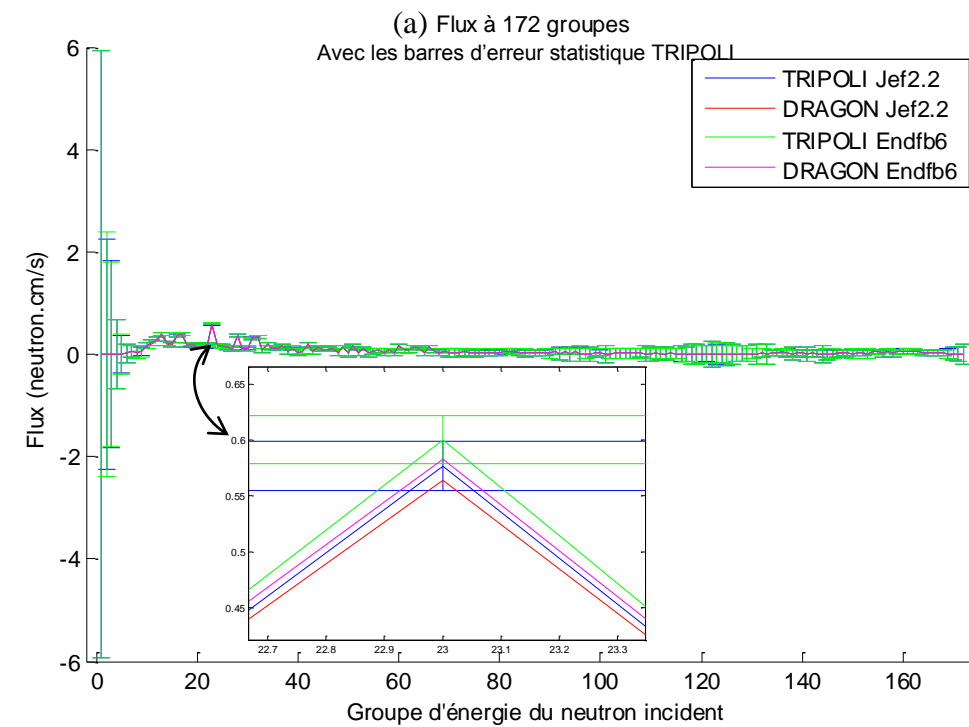


Figure 4-15 : Flux dans le combustible de la cellule MOX
avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie

Pour les groupes les plus énergétiques et pour les trois régions de la cellule la variation des écarts est complètement différentes entre ENDFB6 et JEF2.2. Premièrement pour JEF2.2 l'écart est le double par rapport à ENDFB6. Mais on peut ne pas tenir compte de ces écarts dans les groupes à haute énergie si on prend en considération l'écart type du flux calculé avec TRIPOLI (Figure 4-14) qui est manifestement très grand pour ces groupes. Donc, les groupes les plus rapides ne sont pas représentatifs car il n'y a pratiquement pas de neutrons qui atteignent ces niveaux d'énergies (sachant qu'avec le calcul stochastique de TRIPOLI l'écart type (Figure 4-14) est de l'ordre de 27% pour le premier groupe et de 1 à 6% pour les quatre suivants). On signale que l'augmentation du nombre d'historiques lors de la simulation TRIPOLI (1000 batch de 10^3 , 10^4 puis 10^5 neutrons par batch) n'a pas d'effet significatif sur les résultats de ces groupes très rapides contrairement au reste du domaine énergétique. De plus à 69 groupes d'énergie cet effet est beaucoup moins visible car avec des intervalles énergétique plus larges, dans ce cas, statistiquement plus de neutrons sont susceptibles d'atteindre les niveaux d'énergie les plus hauts ce qui se traduit par des écart-types plus faibles ($< 0.1\%$).

Aussi en tenant compte de l'écart-type de TRIPOLI (Figure 4-15-A), les résultats du flux de DRAGON concordent bien avec ceux de TRIPOLI (Figure 4-15-B) car pratiquement pour tous les groupes les valeurs de flux calculés par DRAGON sont à l'intérieur de l'intervalle d'erreur statistique de TRIPOLI.

4.4 Effet de la discrétisation énergétique

Ici les calculs TRIPOLI sont réalisés à spectre continu et les résultats du flux sont condensés en sortie à 172 et 69 groupes d'énergie avec les bibliothèques ENDFB6 et JEF2.2. Les calculs DRAGON sont multigroupes avec les mêmes bibliothèques mais à 172 et 69 groupes.

On note que pour TRIPOLI le domaine d'énergie doit être défini, par défaut, à partir de 20 MeV tandis que dans DRAGON on commence par 19.64 MeV, on négligera donc les valeurs du premier groupe d'énergie [20,19.64] MeV et en plus dans ce groupe d'énergie les écart-types TRIPOLI sont très grands (de 20 à 40% pour le flux et 100% parfois pour le courant).

Les résultats de cette analyse pour le k_{eff} sont présentés dans le Tableau 4-5 et le Tableau 4-6. Ils démontrent que les calculs TRIPOLI et DRAGON sont généralement plus cohérents avec la

bibliothèque ENDFB6 que la JEF2.2. Plus la discrétisation est fine meilleurs sont les résultats. Pour la cellule MOX, les écarts pour les calculs à 172 groupes sont 25 % (avec l'estimateur KCOLL) plus faibles que ceux de 69 groupes et plus la géométrie est complexe plus l'effet de la discrétisation énergétiques est visible comme pour les assemblages 2x1 et 4x4 où on a une amélioration des écarts de 4.62 mk et 5.48 mk respectivement.

Ces résultats sont cohérents avec la logique de la discrétisation énergétique : plus la discrétisation est fine meilleurs sont les résultats surtout pour le MOX et le calcul multigroupe de DRAGON se rapproche plus de celui de TRIPOLI (à énergie continue) en augmentant le nombre de groupes.

Tableau 4-5 : Effet de la discrétisation énergétique sur le k_{eff} pour les cellules MOX

		Cellule MOX	
		ENDFB6	JEF2.2
TRIP	KSTEP	1,09538	1,09717
	KCOLL	1,09540	1,09721
	KTRACK	1,09536	1,09715
	MACRO KCOLL	1,09548	1,09727
DRAG	172g	1,09604	1,09789
	69g	1,09453	1,09589
Écart (mk) 172g	KSTEP	-0,67	-0,72
	KCOLL	-0,65	-0,68
	KTRACK	-0,68	-0,73
	MACRO KCOLL	-0,57	-0,61
Écart (mk) 69g	KSTEP	0,85	1,28
	KCOLL	0,87	1,32
	KTRACK	0,84	1,27
	MACRO KCOLL	0,95	1,39

Tableau 4-6 : Effet de la discrétisation énergétique sur le k_{eff} pour les assemblages 2x1 et 4x4

		Assemblage 2x1		Assemblage 4x4	
		ENDFB6	JEF2.2	ENDFB6	JEF2.2
TRIP	KSTEP	1,16780	1,17057	1,15358	1,15621
	KCOLL	1,16777	1,17064	1,15362	1,15614
	KTRACK	1,16753	1,17103	1,15372	1,15619
	MACRO KCOLL	1,16772	1,17086	1,15362	1,15613
DRAG	172g	1,16504	1,16849	1,15379	1,15688
	69g	1,16042	1,16328	1,14797	1,15052
Écart (mk) 172g	KSTEP	2,75	2,09	-0,21	-0,67
	KCOLL	2,73	2,15	-0,17	-0,74
	KTRACK	2,49	2,54	-0,07	-0,69
	MACRO KCOLL	2,68	2,38	-0,17	-0,75
Écart (mk) 69g	KSTEP	7,38	7,29	5,61	5,69
	KCOLL	7,35	7,36	5,65	5,62
	KTRACK	7,11	7,75	5,75	5,68
	MACRO KCOLL	7,30	7,58	5,65	5,62

Les écarts relatifs du flux à 69 groupes sont donnés dans le Tableau 4-7 et la Figure 4-16.

Tableau 4-7 : Écarts relatifs (%) du flux dans le combustible pour le test de la cellule MOX avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie

69 groupes	Géométrie fine					
	ENDFB6			JEF2.2		
	Combustible	Gaine	Modérateur	Combustible	Gaine	Modérateur
Groupe 1/ 69	-2,16	-1,7	-1,19	-6,61	-6,16	-5,62
Groupe 2/ 69	-6,03	-5,59	-5,05	-10,01	-9,57	-9,04
Groupe 3/ 69	-1,46	-0,94	-0,35	-2,9	-2,43	-1,86
Groupe 4/ 69	-1,08	-0,66	-0,1	-1,42	-1,03	-0,48
Groupe 17/ 69	1,62	0,92	0,9	1,91	1,23	1,17
Groupe 18/ 69	1,65	0,89	0,92	1,93	1,23	1,19
Groupe 32/ 69	0,37	0,35	0,3	0,66	0,64	0,6
Groupe 33/ 69	3,29	2,43	1,44	3,45	2,6	1,6
Groupe 38/ 69	4,96	4,4	-0,45	5,21	4,85	-0,04
Groupe 39/ 69	6,08	4,1	-0,27	6,35	4,64	0,34
Groupe 50/ 69	3,94	2,71	0	4,01	2,71	-0,09
Groupe 51/ 69	3,01	1,6	-0,76	3,41	1,75	-0,57
Groupe 52/ 69	5,14	3,56	0,68	4,94	3,49	0,58
Groupe 68/ 69	-3,92	-5,29	-10,9	-3,41	-4,54	-10,57
Groupe 69/ 69	-6,22	-6,33	-13,1	-5,1	-5,25	-12,73

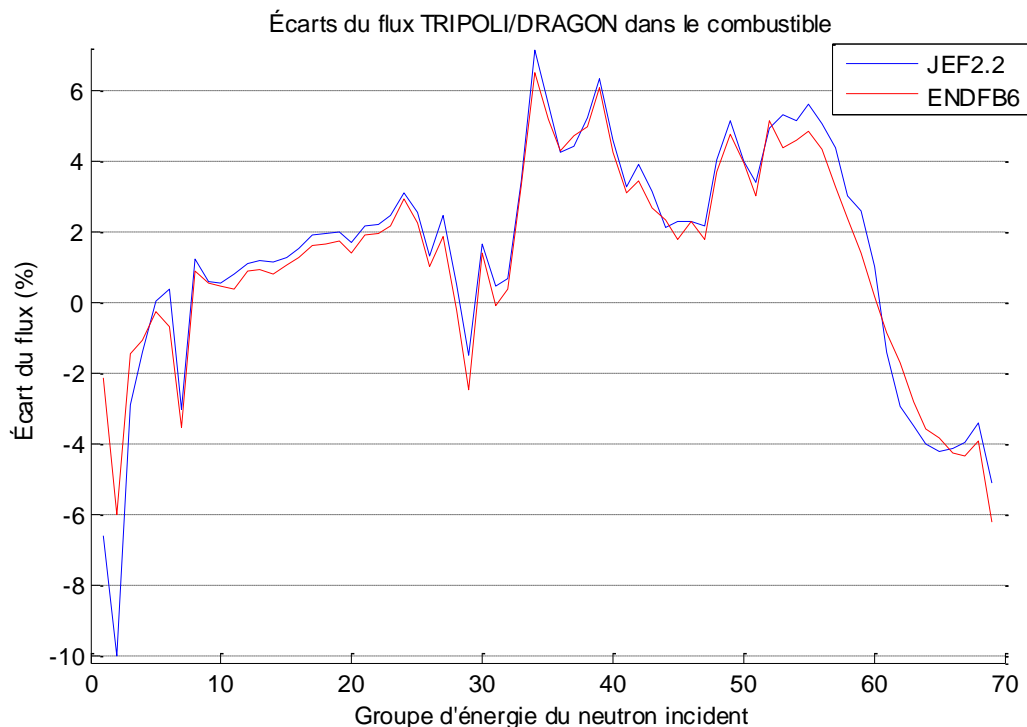


Figure 4-16 : Écarts relatifs TRIPOLI/DRAGON du flux dans la cellule MOX avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie

Les écarts relatifs avec la bibliothèque JEF2.2 sont plus grands qu'avec ENDFB6 surtout dans le domaine thermique.

En analysant la variation des flux multigroupes on constate qu'avec la discrétisation à 69 groupes (Figure 4-17-a) et en prenant en compte les écarts-type, les valeurs des flux calculés DRAGON coïncident généralement avec celles de TRIPOLI. Aussi la variation du flux d'un groupe à l'autre est plus lisse comparativement au calcul à 172 groupes (Figure 4-15).

L'évaluation du flux suit donc la même règle que pour la k_{eff} où le calcul à 172 groupes (Tableau 4-4 et Figure 4-15) est généralement meilleure que celle du calcul à 69 groupe (Tableau 4-7 et Figure 4-17).

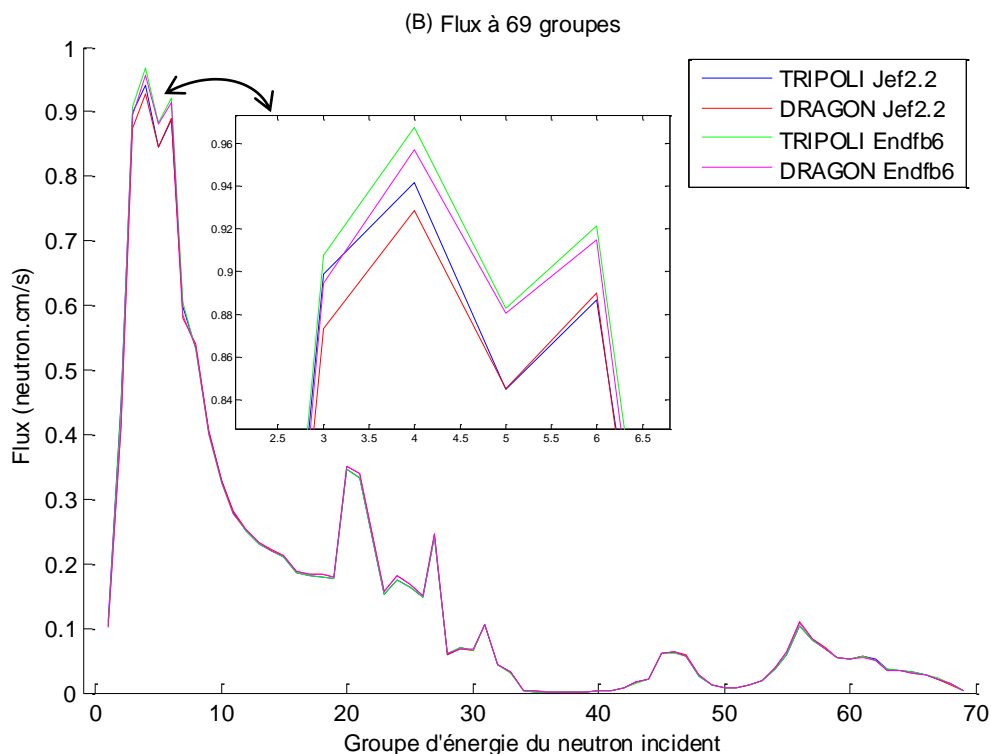
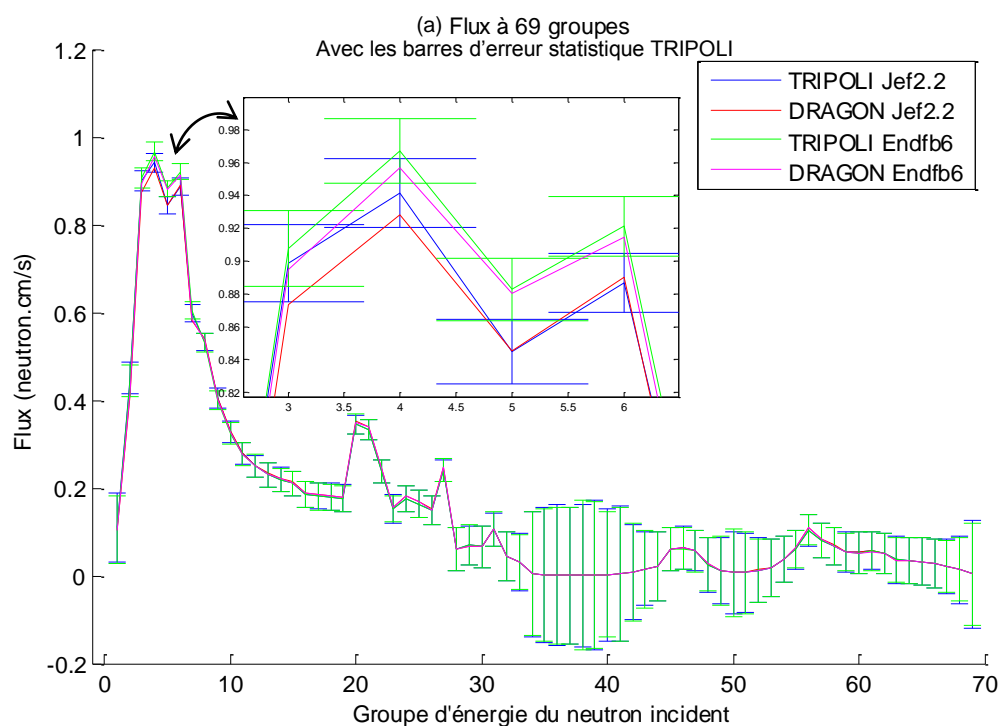


Figure 4-17 : Flux dans le combustible de la cellule MOX
avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie

Généralement, plus la discrétisation énergétique est fine, mieux le flux est évalué. En plus il faut garder à l'esprit que malgré la discrétisation assez élevée des bibliothèques à 172 groupes on est

loin du domaine continu (évaluation à plus de 250000 groupes). En s'attendant donc à des résultats meilleurs si on arrive à faire ces comparaisons entre TRIPOLI et DRAGON en utilisant les mêmes évaluations multigroupes comme données d'entrée et c'est le but de la première étape du projet visant à utiliser directement des bibliothèques multigroupes issues de DRAGON lors des calculs TRIPOLI.

4.5 Effet du type des conditions aux frontières

Ici on évalue les deux types de condition de réflexion (isotrope et spéculaire) avec DRAGON et TRIPOLI en utilisant les deux bibliothèques ENDFB6 et JEF2.2.

Tableau 4-8 : Écart du k_{eff} (mk) entre TRIPOLI et DRAGON selon le type des conditions aux frontières

Calcul à 172 groupes		Isotrope		Spéculaire	
		ENDFB6	JEF2.2	ENDFB6	JEF2.2
Cellule MOX	KSTEP	-0,67	-0,72	-1,16	-0,83
	KCOLL	-0,65	-0,68	-1,12	-0,87
	KTRACK	-0,68	-0,73	-1,06	-0,71
	MACRO KCOLL	-0,57	-0,61	-1,12	-0,94
Cellule UOX	KSTEP	-2,18	-3,34	-4,74	-5,89
	KCOLL	-2,09	-3,36	-4,79	-5,92
	KTRACK	-2,19	-3,63	-4,86	-6,23
	MACRO KCOLL	-2,22	-3,51	-4,89	-5,99
Assemblage 2x1	KSTEP	1,51	1,05	2,75	2,09
	KCOLL	1,53	1,02	2,73	2,15
	KTRACK	1,79	1,04	2,49	2,54
	MACRO KCOLL	1,58	1,11	2,68	2,38
Assemblage 4x4	KSTEP	-0,21	-0,67	1,16	0,70
	KCOLL	-0,17	-0,74	1,17	0,71
	KTRACK	-0,07	-0,69	1,07	0,58
	MACRO KCOLL	-0,17	-0,75	1,04	0,72

Les résultats, présentés dans le Tableau 4-8, montrent que pour la réflexion isotrope les deux codes sont plus cohérents que pour la réflexion spéculaire où les écarts sont un peu plus élevés.

Aussi la bibliothèque JEF2.2 est moins cohérente pour cette étude comparative entre TRIPOLI et DRAGON avec les deux types de réflexion.

4.6 Effet de la discrétisation spatiale

Pour la discrétisation spatiale on a testé les trois types de géométrie : simple, fine et très fine. Pour une analyse préliminaire on a utilisé un tracking grossier ce qui a donné des résultats (Tableau 4-9) peu concluants.

Tableau 4-9 : Écart du k_{eff} entre TRIPOLI et DRAGON avec ENDFB6 à 172 groupes

Géométrie		Simple	Fine	Très fine
Cellule MOX	Isotrope	-0.04	0.03	0.52
	Spéculaire	-4.65	-5.06	-4.90
Cellule UOX	Isotrope	-4.73	-1.13	-6.62
	Spéculaire	-7.96	-6.75	-3.33

Mais en raffinant les paramètres de tracking on peut réduire les écarts considérablement et les résultats sont plus cohérents comme, par exemple pour le cas de la cellule MOX à géométrie fine et avec la réflexion isotrope où l'écart devient < 0.01 mk. Il faut donc trouver un compromis entre la discrétisation spatiale et les paramètres de tracking utilisés lors de l'autoprotection des résonances et pendant le calcul de transport.

Après plusieurs tests, on a utilisé les paramètres de tracking présentés dans le Tableau 4-10 pour évaluer l'impact de la discrétisation spatiale sur les résultats de calcul de cellule et d'assemblage avec des discrétisations spatiales simple et fine pour les deux bibliothèques.

Tableau 4-10 : Paramètres de tracking

Type de tracking	Module	nombre d'angles	densité de lignes
Isotrope	Autoprotection	31	43.0
	Transport	32	130.0
Spéculaire	Autoprotection	17	31.0
	Transport	24	156

La discrétisation spatiale joue un rôle important dans les calculs DRAGON. Plus la géométrie est fine plus les résultats sont cohérent avec ceux de TRIPOLI. La discrétisation spatiale est étroitement liée aux paramètres de tracking ainsi que le temps de calcul. Il faut donc raffiner le maillage dans les régions importantes comme les périphéries des crayons de combustible et les zones de thermalisation dans le modérateur.

Une comparaison des calculs de la cellule MOX (Tableau 4-11) par exemple montre que la géométrie fine améliore les résultats du k_{eff} de 0.5 mk par rapport à la géométrie simple et pour les assemblages 2x1 et 4x4 (Tableau 4-12) on a un gain de 0.1 mk.

Tableau 4-11 : Écarts du k_{eff} entre TRIPOLI et DRAGON pour différentes discrétisations spatiales avec les cellules MOX et UOX.

		Cellule MOX		Cellule UOX	
		ENDFB6	JEF2.2	ENDFB6	JEF2.2
Géométrie Simple	KSTEP	-0,67	-0,72	-5,08	-6,47
	KCOLL	-0,65	-0,68	-5,10	-6,44
	KTRACK	-0,68	-0,73	-5,07	-6,27
	MACRO KCOLL	-0,57	-0,61	-5,12	-6,36
Géométrie Fine	KSTEP	-0,17	-0,08	-4,74	-5,89
	KCOLL	-0,16	-0,14	-4,79	-5,92
	KTRACK	-0,25	-0,07	-4,86	-6,23
	MACRO KCOLL	-0,20	-0,09	-4,89	-5,99

Tableau 4-12 : Écarts du k_{eff} entre TRIPOLI et DRAGON pour différentes discrétisations spatiales avec les assemblages 2x1 et 4x4

		Assemblage 2x1		Assemblage 4x4	
		ENDFB6	JEF2.2	ENDFB6	JEF2.2
Géométrie Simple	KSTEP	2,75	2,20	-0,21	-0,67
	KCOLL	2,73	2,16	-0,17	-0,74
	KTRACK	2,84	2,54	-0,08	-0,69
	MACRO KCOLL	2,79	2,38	-0,17	-0,75
Géométrie Fine	KSTEP	2,73	2,09	-0,11	-0,22
	KCOLL	2,71	2,15	-0,10	-0,29
	KTRACK	2,49	2,03	-0,07	-0,24
	MACRO KCOLL	2,68	2,09	-0,12	-0,30

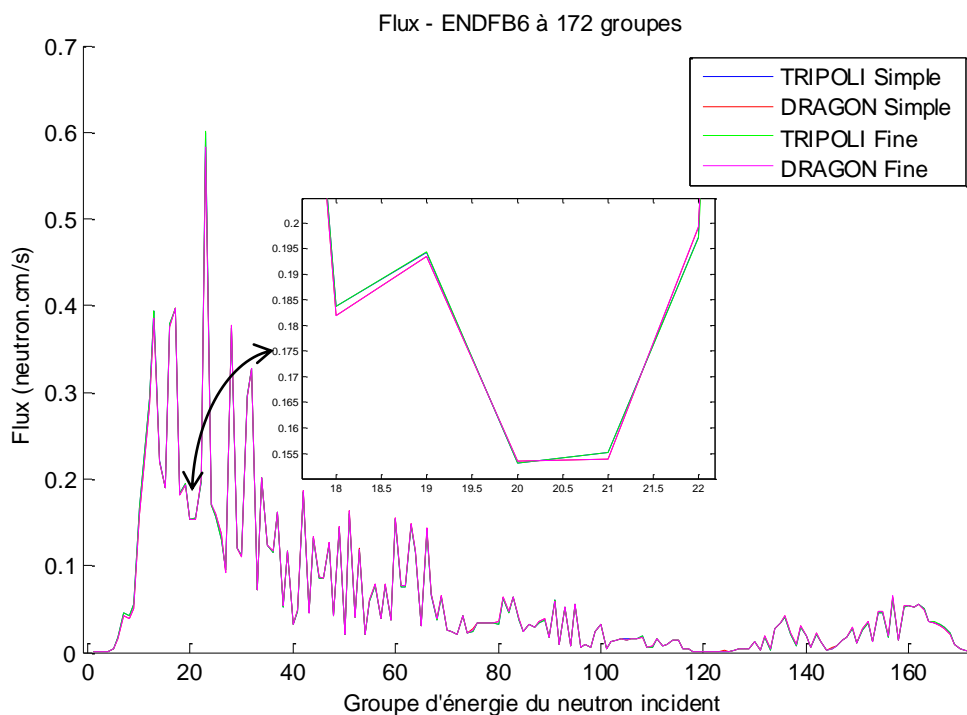


Figure 4-18 : Flux dans le combustible de la cellule MOX à
172 groupes d'énergie selon le type de géométrie

Une comparaison des résultats du flux (Figure 4-18) confirme l'utilité de la discrétisation spatiale mais l'effet est plus visible en analysant les écarts relatifs du flux (Tableau 4-13 et Figure 4-19). Les écarts de flux pour la géométrie très fine sont plus faibles et avec une discrétisation énergétique la plus fine l'effet est mieux visible surtout pour les groupes les plus énergétiques pour qui la discrétisations spatiale améliore grandement les résultats.

Tableau 4-13 : Les écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON dans le combustible pour le test de la cellule MOX à 172 groupes d'énergie

172 groupes	Géométrie simple						Géométrie fine					
	ENDFB6			JEF2.2			ENDFB6			JEF2.2		
	Combu stible	Gaine	Modé rateur	Combu stible	Gaine	Modé rateur	Combu stible	Gaine	Modé rateur	Combu stible	Gaine	Modé rateur
Groupe 1/172	-17,66	-20,13	-21,02	46,48	46,02	47,14	-17,78	-15,45	-18,59	39,53	39,53	39,36
Groupe 33/172	0,15	0,46	0,62	0,22	0,58	0,81	0,14	0,43	0,52	0,32	0,56	0,76
Groupe 41/172	0,6	0,76	0,7	0,78	0,94	0,91	0,6	0,67	0,61	0,79	0,84	0,79
Groupe 61/172	1,26	1,03	0,9	1,38	1,23	1,13	1,13	0,92	0,81	1,33	1,12	1,03
Groupe 79/172	0,82	0,82	0,75	0,99	1,14	1	0,66	0,65	0,65	1,08	1,02	0,96
Groupe 99/172	-0,57	-0,22	-0,04	0,46	0,87	1,13	-0,45	-0,18	0,06	0,79	1,05	1,28
Groupe 100/172	0,66	0,65	0,61	0,24	0,25	0,16	0,62	0,6	0,63	0,26	0,21	0,17
Groupe 116/172	4,89	3,27	1,01	5,64	3,85	1,94	4,7	3,28	1,24	5,44	3,99	1,98
Groupe 130/172	2,13	1,53	0,51	2,79	2,24	1,19	1,95	1,42	0,72	2,44	1,9	1,2
Groupe 141/172	3,23	2,6	1,49	2,98	2,27	1,44	2,86	2,42	1,55	2,84	2,29	1,49
Groupe 161/172	-0,1	-0,62	-3,21	0,58	0,04	-2,4	0,17	-0,39	-2,41	0,91	0,33	-1,52
Groupe 162/172	-1,18	-1,74	-4,57	-1,88	-2,52	-5,31	-0,88	-1,51	-3,67	-1,56	-2,18	-4,37
Groupe 163/172	-2,19	-2,87	-6,02	-3,38	-4,1	-7,31	-1,78	-2,55	-5,01	-3,1	-3,8	-6,34
Groupe 164/172	-3,24	-3,92	-7,52	-3,92	-4,71	-8,28	-2,89	-3,6	-6,42	-3,67	-4,43	-7,24
Groupe 172/172	-5,57	-4,69	-15,13	-4,22	-3,33	-14,13	-6,65	-6,12	-13,23	-5,17	-4,37	-12,42

172 groupes	Géométrie très fine					
	ENDFB6			JEF2.2		
	Combustible	Gaine	Modérateur	Combustible	Gaine	Modérateur
Groupe 1/172	-15.20	-10.03	-12.26	39.53	39.52	39.34
Groupe 33/172	0.18	0.42	0.51	0.33	0.56	0.74
Groupe 41/172	0.57	0.68	0.58	0.78	0.82	0.77
Groupe 61/172	1.12	0.85	0.80	1.31	1.09	1.02
Groupe 79/172	0.58	0.53	0.55	1.05	0.99	0.95
Groupe 99/172	-0.47	-0.26	0.02	0.77	1.03	1.28
Groupe 100/172	0.77	0.68	0.72	0.25	0.19	0.17
Groupe 116/172	4.63	3.02	1.05	5.35	3.90	2.01
Groupe 130/172	1.96	1.40	0.77	2.37	1.83	1.24
Groupe 141/172	3.05	2.59	1.81	2.77	2.23	1.53
Groupe 161/172	0.15	-0.36	-2.21	0.96	0.38	-1.35
Groupe 162/172	-0.84	-1.37	-3.47	-1.52	-2.13	-4.19
Groupe 163/172	-1.79	-2.38	-4.74	-3.05	-3.74	-6.15
Groupe 164/172	-2.84	-3.51	-6.18	-3.62	-4.37	-7.05
Groupe 172/172	-6.79	-6.14	-13.18	-5.13	-4.29	-12.20

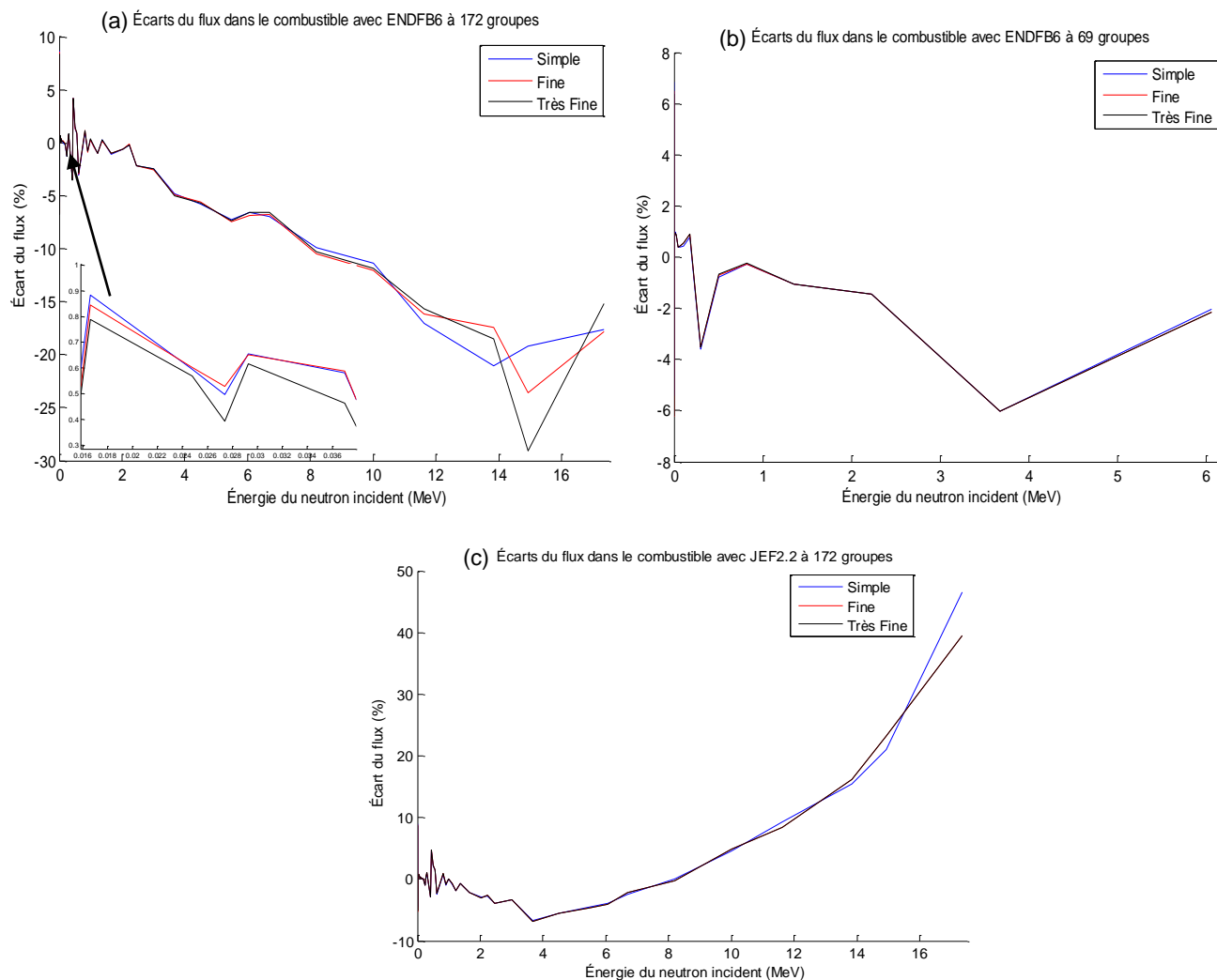


Figure 4-19 : Écarts du flux dans le combustible de la cellule MOX selon le type de géométrie

4.7 Effet des paramètres de tracking et d'autoprotection

Selon la discrétisation spatiale utilisée dans DRAGON, il faut choisir adéquatement les paramètres de tracking lors du traitement de l'autoprotection et du transport.

Différents tests ont été réalisés pour analyser l'effet des paramètres de tracking et trouver des valeurs adéquates. Les fichiers de tracking sont utilisés lors de l'autoprotection des résonances (module SHI) et le transport (module FLU) mais généralement on utilise un tracking plus fin pour le transport que pour l'autoprotection. Le principe d'évaluation est de varier l'un des deux

paramètres à la fois dans le but de diminuer au maximum les écarts du k_{eff} en ayant des valeurs faibles pour les erreurs maximales d'estimation des volumes et des surfaces. Les différentes séries de modifications effectuées sur ces paramètres sont spécifiées par des couleurs dans le Tableau 4-14 et les meilleurs résultats pour chaque série de test sont colorés en jaune.

Tableau 4-14 : Choix des paramètres de tracking pour le calcul de cellule MOX avec ENDFB6 à 172 groupes

TRIPOLI (Continu)		DRAGON				
Estimateur	k_{eff}	Module	nb. angles - dens. lignes	ER. Volu ER. Surf	k_{eff}	Δk_{eff} (mk)
KSTEP	1,09532	autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09258	2,740
KCOLL	1,09534			1,2856		2,760
KTRACK	1,09531	Transport	32-130.0	0,738		2,720
MACRO KCOLL	1,09538			1,341		2,790
		autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09398	1,340
				0,5238		1,370
		Transport	32-130.0	0,738		1,330
				1,341		1,400
		autoprotection	31-43.0	0,1086	1,09534	-0,020
				0,0904		0,005
		Transport	32-130.0	0,738		-0,033
				1,341		0,036
		autoprotection	37-47.0	1,0704	1,09503	0,291
				0,1941		0,316
		Transport	32-130.0	0,738		0,278
				1,341		0,347
		autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09263	2,690
				1,2856		2,720
		Transport	43-190.0	0,4491		2,680
				2,0019		2,750
		autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09261	2,710
				1,2856		2,740
		Transport	73-290.0	0,1707		2,700
				1,1669		2,770
		autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09402	1,300
				0,5238		1,320
		Transport	43-190.0	0,4491		1,290
				2,0019		1,350
		autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09395	1,370
				0,5238		1,390
		Transport	110-422.0	0,0758		1,360
				0,4097		1,430
		autoprotection	31-43.0	0,1086	1,09538	-0,061
				0,0904		-0,036
		Transport	43-190.0	0,4491		-0,074
				2,0019		-0,005

Ces résultats sont spécifiques au test de cellule MOX car le bon choix des paramètres de tracking dépend du type de géométrie et de son degré de discrétisation ainsi que la précision désirée pour les grandeurs recherchées. En plus il faut trouver le juste milieu entre les paramètres de tracking lors de l'autoprotection et ceux lors du transport. En général il faut savoir que si le système est très hétérogène et que sa géométrie contient des petites régions, il faut raffiner plus le tracking pour s'assurer qu'un minimum de lignes de tracking traverse ces petites régions. À cette fin, on a réalisé plusieurs tests avec les différentes géométries utilisées pour déterminer les paramètres qui seront utilisés durant le reste du projet. Généralement les valeurs des paramètres de tracking présentés dans le Tableau 4-10 pour les deux conditions aux frontières, ont donné des bons résultats avec les modèles étudiés.

4.8 Effet des discrétisations spatiale et énergétique sur les courants TRIPOLI

Afin de mieux illustrer l'effet du raffinement de la géométrie sur les résultats du courant, nous avons discrétisé (en utilisant trois configurations géométriques - Tableau 4-15) la surface commune entre les deux cellules de l'assemblage 2x1 (Figure 4-7, Figure 4-8 et Figure 4-9) et nous avons comparé les résultats des courants entrants et sortants issus de TRIPOLI pour chaque cas ainsi que les albédos qui définissent le rapport des courants entrants sur courants sortants.

Tableau 4-15 : Les trois types de discrétisation de la géométrie

No. de surface	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11 à 30
Géo. Simple (cm)	1.26	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----
Géo. Fine (cm)	0.037	0.037	0.037	0.037	0.48	0.48	0.037	0.037	0.037	0.037	-----
Géo. Très Fine (cm)	0.042	0.042	0.042	0.042	0.042	0.042	0.042	0.042	0.042	0.042	0.042
Géo. Très Fine Moyennée (cm)	0.042	0.042	0.042	0.042	0.462	0.462	0.042	0.042	0.042	0.042	-----

Une comparaison des courants entre les trois types de géométrie étudiés est représentée dans la Figure 4-20 qui illustre l'effet des discrétisations spatiale sur les courants entrants à la cellule MOX par sa surface intermédiaire avec la cellule UOX. Il est évident que c'est la géométrie très fine qui représente le mieux la dépendance spatiale des courants.

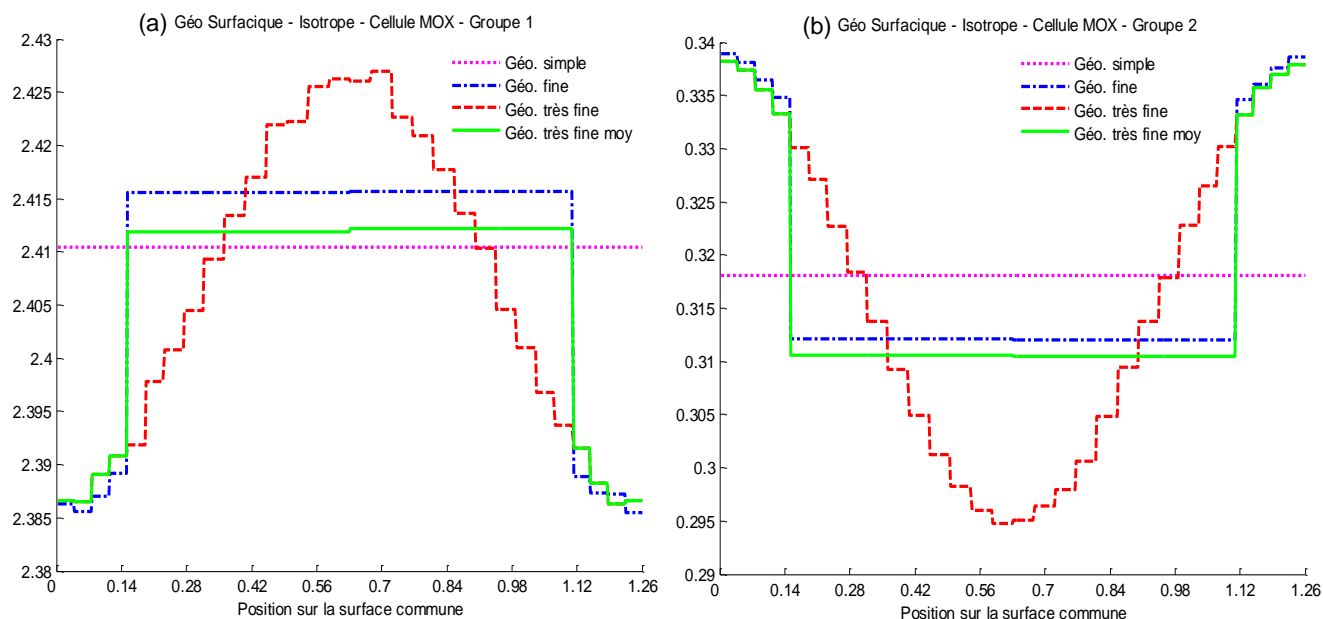


Figure 4-20 : Courant entrant pour la cellule Mox à 2 groupes

Les courants (Figure 4-21-a), en l'occurrence les albédos (Figure 4-21-b), dépendent de la discrétisation énergétique aussi et cet effet est plus visible lorsque la surface est finement discrétisée. Dans les deux figures on distingue trois séries de courbes, la première concerne la géométrie simple (avec une surface unique) et les deux autres pour la géométrie fine suivant la longueur des surfaces soit les surfaces centrales 5 et 6 ou les autres surfaces en périphérie (1 à 4 et 7 à 10).

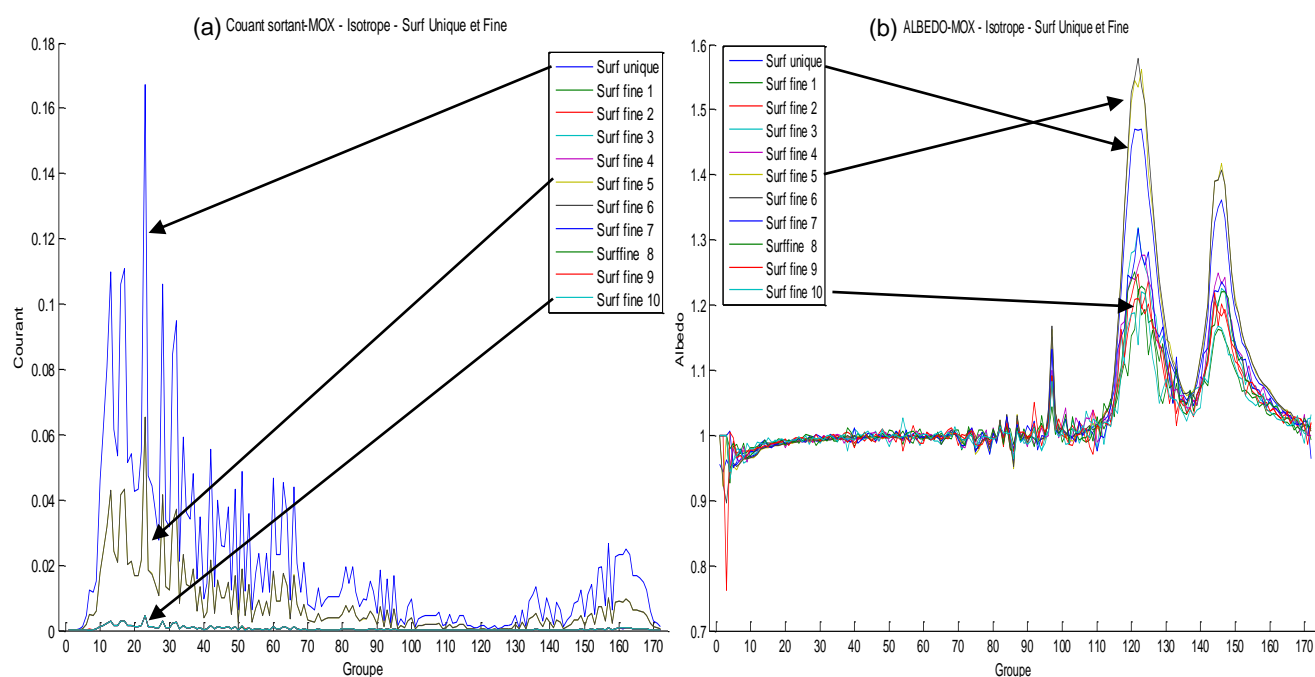


Figure 4-21 : Courant et albédo pour la cellule Mox à 172 groupes

La prise en compte de la dépendance énergétique est très importante si les courants et les albédos calculés avec TRIPOLI doivent être utilisés directement dans DRAGON surtout que ces albédos sont plus grands dans le domaine à basse énergie.

Cette évaluation de l'effet des discrétisations spatiale et énergétique sera profitable lors du développement, par la suite, de la méthode des albédos où les courants issus de TRIPOLI serviront à calculer des albédos multigroupes et multi surfaces pour conditionner le calcul DRAGON.

4.9 Choix final des paramètres de simulation

Les résultats des tests sont concluants et globalement les calculs de TRIPOLI et de DRAGON sont cohérents que ce soit pour le k_{eff} ou le flux, mais certaines différences sont à signaler et à prendre en considération durant le reste du projet :

- Pour TRIPOLI, le calcul du k_{eff} se fait avec quatre estimateurs mais dans la plupart des cas l'estimateur collision (KCOLL) est le plus rapide à converger et avec l'écart-type le plus faible.
- Avec TRIPOLI, il faut trouver un compromis entre le temps de calcul et le nombre d'histoires à simuler (nombre de batchs et nombre de neutrons par batch). Pour les cas étudiés, par exemple, le choix de 1000 batchs de 100000 neutrons chacun semble raisonnable (ce qui donne, en moyenne, un écart-type de l'ordre 10^{-2} % pour le k_{eff} et le flux et 10^{-1} % pour le courant).
- Pour les conditions aux frontières, il apparaît qu'il n'y a pas trop de différence pour la réflexion isotrope entre les codes. Pour la réflexion spéculaire, certaines précautions sont à prendre car elle nécessite un tracking plus fin dans DRAGON et plus d'historiques avec TRIPOLI.
- La discrétisation spatiale a un grand impact sur les écarts entre les deux codes. Un maillage fin dans DRAGON diminue les écarts avec TRIPOLI. Mais pour ne pas trop alourdir les calculs DRAGON on doit discrétiser davantage les régions où les neutrons se font ralentir le plus comme dans le modérateur et plus spécifiquement dans les zones près des surfaces et des coins. De plus, vu que le ralentissement des neutrons se fait dans le modérateur et

que ce sont les neutrons thermiques qui contribuent essentiellement à la fission, une discrétisation fine du modérateur améliore considérablement les résultats. En plus une bonne discrétisation spatiale diminue fortement les écarts observés avec la réflexion spéculaire. Il faut signaler aussi qu'une géométrie assez discrétisée permet d'avoir une bonne représentation des courants de surface ce qui est un point important pour notre projet.

- Le découpage énergétique n'a pas d'effet sur les calculs TRIPOLI car le traitement, par défaut, se fait à spectre continu (seuls les résultats ou scores seront donnés selon la discrétisation énergétique choisie). Pour DRAGON par contre, puisque la résolution du problème de transport se fait par groupe, la discrétisation énergétique a un impact sur les résultats. En effet la comparaison des tests selon les trois types de découpage énergétique utilisés montre que la discrétisation fine du spectre énergétique améliore les résultats DRAGON, et les résultats sont encore meilleurs en utilisant des paramètres de tracking adéquats pour le transport et pour l'autoprotection dans DRAGON. Il faut prendre en considération aussi l'impact de la discrétisation énergétique sur les calculs des courants par TRIPOLI.

Malgré les écarts observés entre TRIPOLI et DRAGON (qui sont généralement faibles) et en prenant en considération ces observations (une bonne discrétisation spatiale et énergétique et des paramètres de tracking adéquats dans DRAGON avec un bon nombre de neutrons pour les simulations dans TRIPOLI) on peut conclure que la comparaison entre les deux codes est concluante et que les résultats obtenus des deux codes sont cohérents.

Cette étude comparative entre TRIPOLI et DRAGON a permis de déterminer les paramètres et de définir les options à utiliser pour la suite du projet lors des simulations avec les deux codes. À la suite de ces résultats et conclusions, on peut limiter les choix des paramètres à utiliser dans la suite du projet pour évaluer et valider les méthodes proposées. On utilisera principalement la bibliothèque ENDFB6 à 172 groupes pour les trois modèles de référence à savoir : les cellules MOX et UOX, l'assemblage 2x1 et l'assemblage hétérogène 4x4 (voir 4.2). La réflexion isotrope est la condition aux frontières qui sera appliquée sur les trois types de géométrie (simple, fine et très fine). Pour le tracking les paramètres du Tableau 4-10 seront utilisés pour tous les tests.

CHAPITRE 5 RÉSULTATS DES MÉTHODES DE COUPLAGE

5.1 Utilisation de sections efficaces multigroupes de DRAGON dans TRIPOLI

Pour cette méthode, on génère avec DRAGON des bibliothèques de sections efficaces multigroupes et autoprotégées. Ces bibliothèques seront utilisées comme bases de données nucléaires lors des calculs avec TRIPOLI.

On présente ici les résultats du k_{eff} (Tableau 5-1 et Tableau 5-2) des modèles de la cellule MOX et l'assemblage 2x1 avec la bibliothèque ENDFB6.

Tableau 5-1 : Comparaison entre les calculs multigroupes et continu du k_{eff} de la cellule MOX

			Continu	Multigroupes
172 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,09538	1,09674
		KCOLL	1,09540	1,09679
		KTRACK	1,09536	1,09675
		MACRO KCOLL	1,09548	1,09679
	DRAGON		1,09604	1,09604
	Écart (mk)	KSTEP	-0,67	0,50
		KCOLL	-0,65	0,55
		KTRACK	-0,68	0,50
		MACRO KCOLL	-0,57	0,55
69 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,09538	1,09447
		KCOLL	1,09540	1,09447
		KTRACK	1,09536	1,09439
		MACRO KCOLL	1,09548	1,09447
	DRAGON		1,09453	1,09453
	Écart (mk)	KSTEP	0,85	-0,06
		KCOLL	0,87	-0,06
		KTRACK	0,84	-0,13
		MACRO KCOLL	0,95	-0,06

Tableau 5-2 : Comparaison entre les calculs multigroupes et continu du k_{eff} de l'assemblage 2x1

			Continu	Multigroupes
172 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,16780	1,16592
		KCOLL	1,16777	1,16581
		KTRACK	1,16753	1,16572
		MACRO KCOLL	1,16772	1,16581
	DRAGON		1,16504	1,16504
	Écart (mk)	KSTEP	2,75	0,88
		KCOLL	2,73	0,77
		KTRACK	2,49	0,68
		MACRO KCOLL	2,68	0,77
69 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,16780	1,16058
		KCOLL	1,16777	1,16060
		KTRACK	1,16753	1,16066
		MACRO KCOLL	1,16772	1,16060
	DRAGON		1,16042	1,16042
	Écart (mk)	KSTEP	7,38	0,16
		KCOLL	7,35	0,19
		KTRACK	7,11	0,24
		MACRO KCOLL	7,30	0,19

Les résultats du facteur de multiplication pour ces modèles sont satisfaisants où on constate une baisse significative des écarts entre TRIPOLI et DRAGON surtout pour la géométrie plus hétérogène d'assemblage. Ceci prouve l'efficacité et l'utilité de l'utilisation des bibliothèques multigroupes dans TRIPOLI dans le cadre des analyses comparatives avec les codes déterministes.

L'utilisation des bibliothèques multigroupes de DRAGON pour les calculs TRIPOLI diminue grandement de temps de calcul avec TRIPOLI. Pour les calculs des assemblages 2x1 par exemple, le temps de calcul a diminué de plus 20% (29.29 heures en continu et 22.58 heures pour les calculs à 172 groupes) et de plus de 50% pour les calculs de cellules (20.83 heures en continu et 9.71 heures pour les calculs à 172 groupes).

La comparaison des résultats du flux (Tableau 5-3 et Tableau 5-4) est encore plus convaincante même pour les groupes aux limites du domaine énergétique où les écarts étaient très grands pour les calculs TRIPOLI à spectre continu.

Tableau 5-3 : Écarts du flux (%) dans le combustible de la cellule MOX avec ENDFB6 à 172 groupes

172 groupes	Géométrie fine					
	Continu			Multigroupes		
	Combustible	Gaine	Modérateur	Combustible	Gaine	Modérateur
Groupe 1/172	-17,78	-15,45	-18,59	7,36	6,75	7,45
Groupe 2/172	-23,57	-23,7	-23,35	1,28	1,98	2,77
Groupe 13/172	-2,18	-1,73	-1,15	-0,3	-0,09	0,42
Groupe 14/172	-0,17	0,3	0,82	-0,43	-0,2	0,29
Groupe 25/172	1,38	1,78	2,2	-0,36	-0,26	0,14
Groupe 26/172	4,22	4,46	4,71	-0,24	-0,22	0,14
Groupe 78/172	0,73	0,7	0,63	0,29	0,11	0,08
Groupe 79/172	0,66	0,65	0,65	0,35	0,2	0,14
Groupe 80/172	6,49	1,3	-0,06	1,36	1,31	-0,22
Groupe 81/172	1,46	1,16	0,85	0,45	0,12	0,03
Groupe 135/172	1,67	1,41	1,27	0,04	-0,18	-0,24
Groupe 136/172	1,92	1,82	1,77	0,11	-0,23	-0,17
Groupe 170/172	-3,97	-5,44	-11,38	1,32	1,2	-2,9
Groupe 171/172	-4,21	-5,47	-12,32	1,67	1,75	-3,02
Groupe 172/172	-6,65	-6,12	-13,23	2,15	2,56	-3,11

Tableau 5-4 : Écarts du flux (%) dans le combustible de la cellule MOX avec ENDFB6 à 69 groupes

69 groupes	Géométrie fine					
	Continu			Multigroupes		
	Combustible	Gaine	Modérateur	Combustible	Gaine	Modérateur
Groupe 1/ 69	-2,16	-1,7	-1,19	-0,17	0,04	0,46
Groupe 2/ 69	-6,03	-5,59	-5,05	-0,28	-0,04	0,46
Groupe 3/ 69	-1,46	-0,94	-0,35	-0,38	-0,15	0,34
Groupe 4/ 69	-1,08	-0,66	-0,1	-0,44	-0,23	0,31
Groupe 17/ 69	1,62	0,92	0,9	0,31	0,22	0,11
Groupe 18/ 69	1,65	0,89	0,92	0,37	0,25	0,16
Groupe 32/ 69	0,37	0,35	0,3	0,28	0,13	0,04
Groupe 33/ 69	3,29	2,43	1,44	1,06	0,63	-0,02
Groupe 38/ 69	4,96	4,4	-0,45	2,07	3,37	-1,29
Groupe 39/ 69	6,08	4,1	-0,27	2,35	2,52	-1,34
Groupe 50/ 69	3,94	2,71	0	1,88	1,37	-1,25
Groupe 51/ 69	3,01	1,6	-0,76	1,87	1,49	-1,28
Groupe 52/ 69	5,14	3,56	0,68	1,13	1,04	-2,81
Groupe 68/ 69	-3,92	-5,29	-10,9	1,64	1,79	-2,94
Groupe 69/ 69	-6,22	-6,33	-13,1	-0,17	0,04	0,46

Les courbes des écarts relatifs de flux (Figure 5-1) donnent une meilleure visualisation de la cohérence entre les calculs TRIPOLI et DRAGON avec la bibliothèque ENDFB6. La différence entre les calculs multigroupes et ceux à énergie continue (condensés) est bien visible, ce qui consolide la validation de cette procédure.

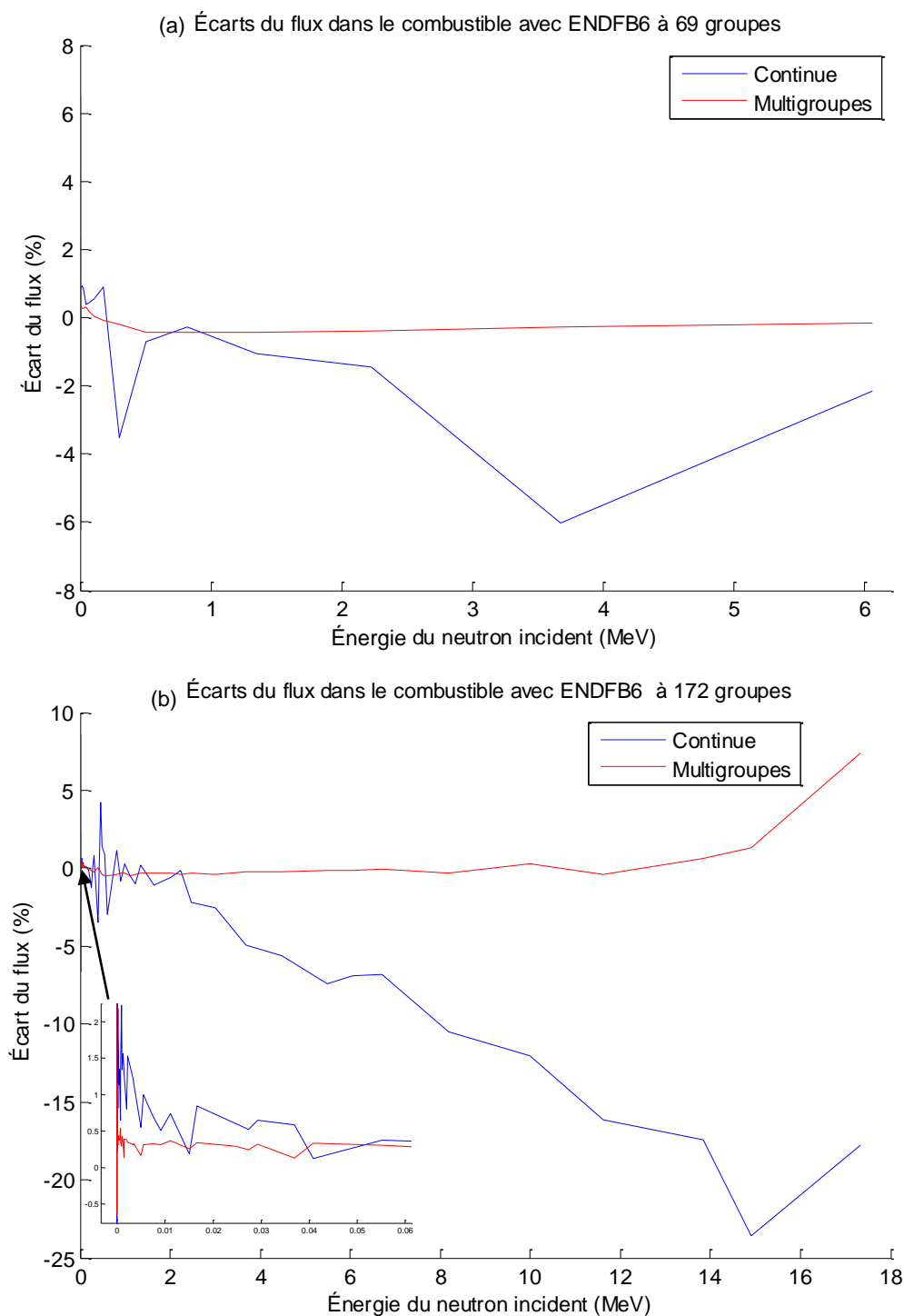


Figure 5-1 : Écarts relatifs du flux dans le combustible à énergie continue et multigroupes

En plus de diminuer les écarts surtout pour les groupes les plus énergétiques, l'utilisation des bibliothèques multigroupes dans TRIPOLI donne des résultats plus cohérents avec DRAGON d'un groupe à l'autre surtout dans le domaine thermique où les écarts sont presque nuls dans l'intervalle de 0 à 10 MeV.

En analysant les courbes représentant la dépendance énergétique du flux multigroupes du combustible de la cellule MOX (Figure 5-2 et Figure 5-3) on constate que la variation est similaire et pour les deux bibliothèques comparativement au calcul à spectre continu (Figure 4-15 et Figure 4-17). D'autres résultats sont donnés dans l'Annexe E.

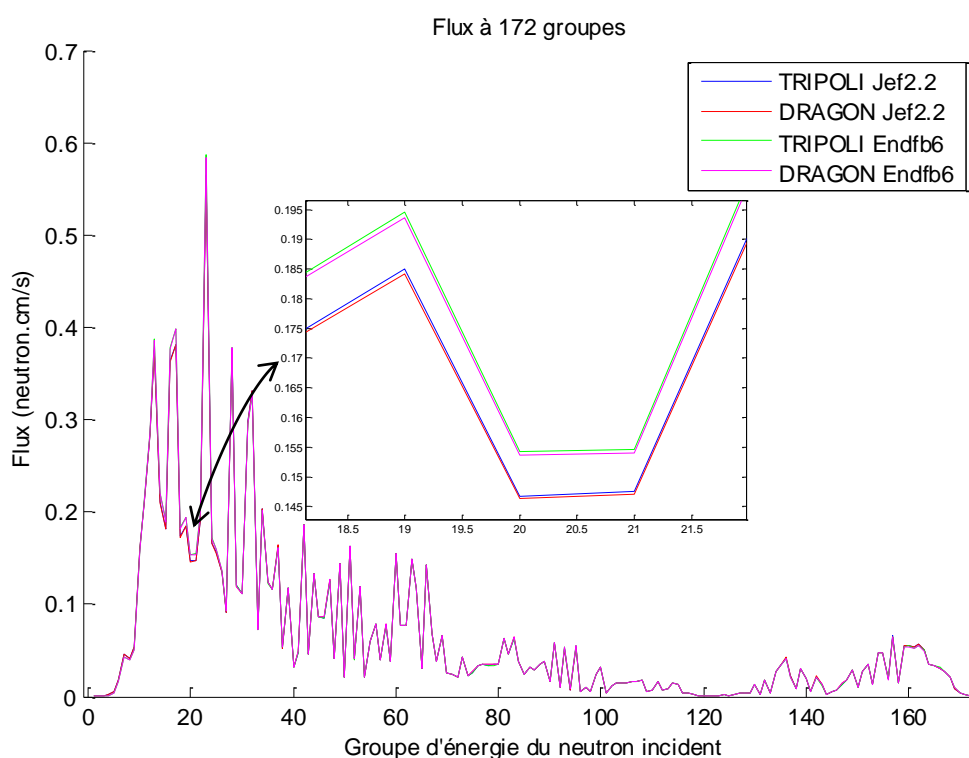


Figure 5-2 : Flux dans le combustible de la cellule MOX
avec géométrie fine à 172 groupes d'énergie

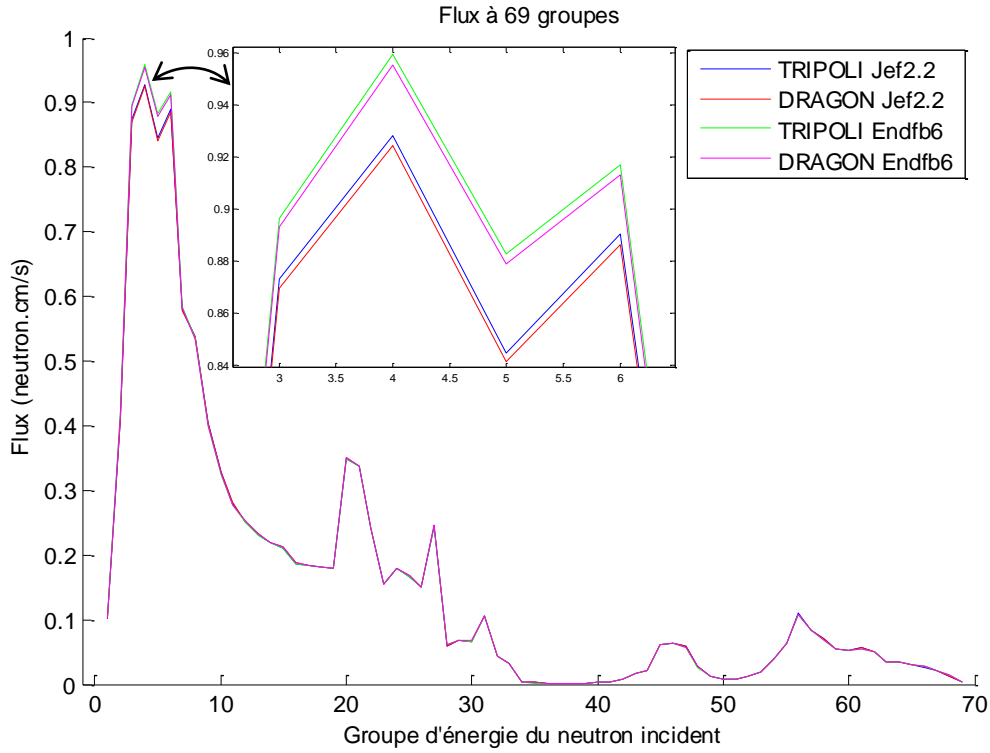


Figure 5-3 : Flux dans le combustible de la cellule MOX
avec géométrie fine à 69 groupes d'énergie

5.2 Méthodes des sources fixes

Avec cette méthode, les courants de surfaces issus de TRIPOLI sont utilisés pour conditionner le calcul DRAGON par l'intermédiaire du nouveau module IDT.

Un calcul d'assemblage avec TRIPOLI donne les courants $J_{-\alpha}^g$ dans le groupe g à la surface α de la cellule ainsi que le k_{eff} .

À la suite d'un calcul DRAGON pour une cellule avec la condition de vide on obtient les matrices de probabilités de collision P_{vs}^g et P_{vv}^g et les sections efficaces de fission Σ_f et de diffusion Σ_s . Ces données serviront par la suite à calculer, dans chaque région i et pour chaque groupe g , les flux $\varphi_{J_i}^g$ (équation (3-4)) dus aux courants de surface de TRIPOLI. Ces flux remplaceront en quelque sorte les conditions aux frontières lors d'un calcul DRAGON pour cellule avec la condition de vide.

La première étape de calcul donne le flux intermédiaire $\tilde{\varphi}_{J_i}^g$ (équation (3-8)) avec la présence des source fixe calculées à partir des courants entrants (3-7). Le flux réel φ_i^g (équation (3-6))

sera déduit par la suite.

Plusieurs tests ont été réalisés pour valider cette méthode et nous présentons ici le cas de l'assemblage MOX 4×4 (Figure 4-10) avec des conditions de réflexion aux frontières externes réalisé avec TRIPOLI (pour obtenir les courants et le k_{eff}) et avec DRAGON dont les résultats de la comparaison sont présenté au Tableau 5-5.

Tableau 5-5 : Comparaison entre TRIPOLI et DRAGON du flux d'une cellule de l'assemblage

Groupe	DRAGON sans sources fixes (normalisé)			TRIPOLI		
	Combustible	Gaine	Modérateur	Combustible	Gaine	Modérateur
1	0,5197982	0,1900429	0,8231481	0,5201811	0,1895640	0,8225400
2	0,0760231	0,0307290	0,1436559	0,0756401	0,0312079	0,1442640

Groupe	Écart en %		
	Combustible	Gaine	Modérateur
1	-0,07	0,25	0,07
2	0,51	-1,53	-0,42

Les résultats de cet assemblage sont comparés à ceux des calculs, effectués avec DRAGON selon cette nouvelle méthode par l'intermédiaire du nouveau module IDT (Tableau 5-6), sur une cellule isolée avec les conditions de vide aux frontières externes et des sources fixes calculées par le module IDT à partir des courants de surfaces de TRIPOLI.

Tableau 5-6 : Comparaison entre TRIPOLI et le module IDT

Groupe	DRAGON avec sources fixes –IDT (normalisé)			TRIPOLI		
	Combustible	Gaine	Modérateur	Combustible	Gaine	Modérateur
1	0,5197991	0,1900431	0,8231505	0,5201811	0,1895640	0,8225400
2	0,0760221	0,0307288	0,1436535	0,0756401	0,0312079	0,1442640

Groupe	Écart en %		
	Combustible	Gaine	Modérateur
1	-0,07	0,31	0,07
2	0,51	-1,88	-0,42

Les résultats prouvent la cohérence de notre méthode car les résultats obtenus avec le nouveau module IDT en utilisant les courants de TRIPOL (Tableau 5-6) sont comparables à ceux de

DRAGON original avec les conditions de réflexion (Tableau 5-5). Mais vu que les tests sont réalisés avec des géométries simples et à deux groupes d'énergie seulement, l'efficacité de notre méthode est bien évidente à travers les résultats des autres calculs réalisés en utilisant des discrétisations spatiales plus fines (Tableau 5-7).

Tableau 5-7 : Comparaison entre TRIPOLI et le module IDT avec géométrie fine

Groupe	Écart en %		
	Combustible	Gaine	Modérateur
1	0,01	0,10	0,01
2	-0,07	-0,64	-0,06

Cette méthode était la première piste envisagée pour réaliser le couplage entre TRIPOLI et DRAGON. Mais, vue sa complexité et la longueur de la procédure de calcul, on l'a délaissé au profit des autres méthodes développées par la suite. Elle nécessite plus de développement et de tests de validation avec des géométries plus hétérogènes et de maillages spatiaux plus fins ainsi que des discrétisations énergétiques plus fine.

5.3 Méthodes des courants imposés

Cette méthode est basée sur l'utilisation directe des courants entrants pour la résolution de l'équation de transport par processus itératif.

Les contraintes et la complexité du développement de cette méthode résident dans :

- La bonne récupération des paramètres de calculs (les matrices de probabilités de collisions et les sections efficaces).
- La convergence des calculs.
- La normalisation des courants de TRIPOLI.
- Avoir une performance au moins égale à celle des méthodes par défaut de DRAGON.

On présente brièvement les résultats de la routine CFLU (clone du module FLU) qui a servi de base pour la prise en charge des courant TRIPOLI. Cette routine utilise les trois schémas de résolution selon le type des matrices de probabilités de collision utilisées (Pvv, Pcvv ou Wvv) avec trois processus itératif soit à une boucle, à deux boucles ou CFLU. On rappelle que, pour des raisons de compatibilité et de simplification, les calculs sont réalisés avec une géométrie simple sans accélération ni rebalancement. Dans ce cas il n'y a pas de grande modification des résultats sauf pour le nombre d'itérations nécessaires pour la convergence du calcul.

5.3.1 Résultats de la routine CFLU

Les calculs DRAGON sont réalisés selon trois méthodes : direct, sans rebalancement de groupes ni accélération et avec l'option SKIP (pour utiliser les matrice Pcvv lors de la résolution de l'équation de transport) sans rebalancement ni accélération. Les résultats pour le cas d'une cellule UOX à 2 groupes sont présentés au Tableau 5-8.

Tableau 5-8 : Résultats du calcul de cellule par DRAGON

Type d'option DRAGON	Direct		Sans rebalancement ni accélération		SKIP sans rebalancement ni accélération	
Itérations externes (internes)	1(2)-2(1)		1(3)-2(1)		1(433)-2(1)-3(2)	
k_{eff}	1,247839		1,247838		1,247757	
Flux par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	8,313050	1,210563	8,313054	1,210563	8,316216	1,210448
Gaine	3,032478	0,486267	3,032480	0,486266	3,033652	0,486221
Modérateur	13,23598	2,278440	13,23598	2,278439	13,24115	2,278234

Ces résultats montrent que ces différentes options de DRAGON sont cohérentes car les écarts du k_{eff} entre l'option basique (SKIP sans rebalancement ni accélération) et les deux autres est de 0.08 mk. La différence est au niveau de l'accélération du processus itératif : le fait d'utiliser les matrice Wvv (lors du calcul direct ou sans rebalancement ni accélération) au lieu des Pcvv diminue considérablement le nombre d'itérations. Le nombre réduit de groupes pour ce test ne permet pas de voir l'effet du rebalancement des groupes et de l'accélération.

Ces résultats sont utilisés pour évaluer la nouvelle routine CFLU et ses trois options : Pvv (Tableau 5-9), Pcvv (Tableau 5-10) et Wvv (Tableau 5-11).

Tableau 5-9 : Comparaison entre le calcul de cellule par DRAGON et celui par la méthode des Pvv de CFLU

Type d'option DRAGON	Direct		SKIP sans rebalancement ni accélération	
Itérations externes (internes)	1(150)-2(1)			
Δk_{eff} (mk)	-0,10		0,02	
Δ Flux (%) par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	0,05	-0,01	0,01	0,00
Gaine	0,05	-0,01	0,01	0,00
Modérateur	0,05	-0,01	0,01	0,00

Tableau 5-10 : Comparaison entre le calcul de cellule par DRAGON et celui par la méthode des Pcvv de CFLU

Type d'option DRAGON	Direct		SKIP sans rebalancement ni accélération	
Itérations externes (internes)	1(149)-2(1)-3(1)			
Δk_{eff} (mk)	-0,08		0,00	
Δ Flux (%) par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	0,04	-0,01	0,00	0,00
Gaine	0,04	-0,01	0,00	0,00
Modérateur	0,04	-0,01	0,00	0,00

Tableau 5-11 : Comparaison entre le calcul de cellule par DRAGON et celui par la méthode des Wvv de CFLU

Type d'option DRAGON	Direct		SKIP sans rebalancement ni accélération	
Itérations externes (internes)	1(3)-2(1)			
Δk_{eff} (mk)	0,00		0,08	
Δ Flux (%) par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	0,00	0,00	-0,04	0,01
Gaine	0,00	0,00	-0,04	0,01
Modérateur	0,00	0,00	-0,04	0,01

Suivants les tests étalons réalisés on constate que :

- La routine CFLU est cohérente avec les calculs DRAGON et spécifiquement la méthode W_{vv} est la plus proche du calcul DRAGON-direct car c'est l'option par défaut dans DRAGON et un calcul DRAGON-SKIP (en utilisant l'option SKIP qui calcule les matrices des probabilités de collision complètes et les utilise lors des calculs de flux) donne des résultats très cohérents avec la méthode P_{cvv} ou P_{vv} .
- Le nombre d'itérations pour CFLU correspond bien à celui de DRAGON surtout pour la méthode W_{vv} qui fait appel aux matrices des probabilités de collision modifiées par la diffusion. De plus le nombre d'itérations baisse considérablement de la méthode P_{vv} et la méthode P_{cvv} .
- Les trois tests réalisés avec les différentes méthodes donnent des résultats similaires à ceux de DRAGON, mais le test avec deux boucles d'itération donne des résultats plus proches que le test avec une seule boucle et le test clone-DRAGON est meilleur car il est basé sur la même méthode que DRAGON.

5.3.2 Résultats de la routine CFLU avec courant imposé

Une fois qu'on s'est assuré de la cohérence de la routine CFLU, on a entamé la validation de la méthode des courants imposés, dont le but est de remplacer les conditions aux limites de réflexion par des courants entrants imposés. Pour les courants, en plus de ceux issus de TRIPOLI (JTRIP), une sous routine a été créée pour les calculer avec DRAGON (JDRAG). On présente ici les résultats des tests effectués avec les courants entrants calculé par TRIPOLI.

D'après ces résultats on constate que la méthode des courants entrants fixes (en utilisant les matrices P_{vv} ou les W_{vv}) est cohérente avec les résultats de DRAGON. On a comparé les résultats des calculs d'assemblage par DRAGON avec les conditions de réflexion aux calculs de cellule isolée avec des courants entrants imposés calculés par TRIPOLI en utilisant le nouveau module CFLU selon la méthode des P_{vv} (Tableau 5-12) et celle des W_{vv} (Tableau 5-13), sachant que la méthode des P_{vv} de CFLU correspond à l'option SKIP de DRAGON et celle des W_{vv} elle est similaire au calcul direct de DRAGON.

Tableau 5-12 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par DRAGON et celui de cellule par la méthode des Pvv de CFLU avec les courants entrants de TRIPOLI

Type d'option DRAGON	Direct		SKIP sans rebalancement ni accélération	
Itérations externes (internes)	1(181)-2(1)			
Δk_{eff} (mk)	0,07		-0,01	
Δ Flux (%) par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	-0,03	0,01	0,00	0,00
Gaine	-0,03	0,01	0,00	0,00
Modérateur	-0,03	0,01	0,00	0,00

Tableau 5-13 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par DRAGON et celui de cellule par la méthode des Wvv de CFLU avec les courants entrants de TRIPOLI

Type d'option DRAGON	Direct		SKIP sans rebalancement ni accélération	
Itérations externes (internes)	1(128)-2(1)			
Δk_{eff} (mk)	0,00		0,08	
Δ Flux (%) par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	0,00	0,00	-0,04	0,01
Gaine	0,00	0,00	-0,04	0,01
Modérateur	0,00	0,00	-0,04	0,01

Les écarts du k_{eff} pour les calculs avec les courants entrants imposés sont comparables à ceux avec les conditions de réflexion. L'efficacité de l'utilisation des courants de TRIPOLI comme conditions aux frontières se manifeste dans la diminution du nombre d'itérations de 437 à 182 (Tableau 5-9 et Tableau 5-12).

La comparaison des calculs réalisés avec CFLU et le calcul d'assemblage effectué avec TRIPOLI (Tableau 4-14) prouve aussi que notre méthode est cohérente avec TRIPOLI ce qui est le but de cette étude.

Tableau 5-14 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par TRIPOLI et celui de cellule par CFLU

Type d'option CFLU	P _v v		W _v v	
Itérations externes (internes)	1(181)-2(1)		1(128)-2(1)	
Δk_{eff} (mk)	0,57		0,58	
Δ Flux (%) par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	-0,24	2,75	-0,25	2,76
Gaine	-0,31	1,52	-0,31	1,52
Modérateur	-0,01	-0,38	-0,01	-0,38

Notons que les résultats des calculs avec le nouveau module CFLU sont plus cohérents avec ceux de DRAGON vu que c'est le même schéma de calcul pour les deux. En plus en analysant ces résultats par rapport à ceux de la comparaison entre TRIPOLI et DRAGON avec et sans rebalancement (Tableau 5-15) il est clair que l'utilisation des courants TRIPOLI dans CFLU améliore les calculs DRAGON et les rapproche plus de ceux de TRIPOLI.

Tableau 5-15 : Comparaison entre le calcul d'assemblage par TRIPOLI et celui par DRAGON

Type d'option DRAGON	Direct		SKIP sans rebalancement ni accélération	
Δk_{eff} (mk)	-1,98		-2,76	
Δ Flux (%) par groupe	Groupe 1	Groupe 2	Groupe 1	Groupe 2
Combustible	-0,34	1,89	-0,36	1,92
Gaine	-0,56	1,34	-0,81	1,52
Modérateur	0,24	-1,22	0,57	-1,27

Les tests réalisés avec courant imposé et l'analyse des résultats obtenus montrent que la routine CFLU donne des résultats cohérents avec ceux de DRAGON. Aussi comme observé initialement avec les tests d'évaluation de CFLU, le nombre d'itérations, dans le cas des courants imposés, correspond bien à celui de DRAGON surtout pour la méthode W_vv.

C'est ainsi qu'est prouvée la capacité et l'efficacité de cette méthode pour utiliser le courant entrant calculé par TRIPOLI directement dans DRAGON comme conditions aux frontières afin de conditionner ses calculs et prendre en considération correctement l'effet de l'environnement.

5.4 Méthodes des albédos

Pour cette méthode, les courants de surface (entrants J_-^g et sortants J_+^g) obtenus à partir d'un calcul d'assemblage avec TRIPOLI donnent les albédos multigroupes à chaque surface s d'une cellule de l'assemblage :

$$\beta_s^g = \frac{J_{s-}^g}{J_{s+}^g}$$

Ces albédos sont utilisés comme conditions aux frontières dans un calcul de cellule par DRAGON où ils seront pris en compte dans les modules LIB (ou MAC) et GEO.

Après avoir vérifié la compatibilité des albédos obtenus à partir des courants de surface calculés par TRIPOLI avec les données de DRAGON, les précautions à prendre sont :

- Utiliser la configuration surfacique de géométrie dans TRIPOLI pour calculer les courants.
- Prendre en considération la non-homogénéité du courant sur la surface en discrétisant le plus possible cette surface pour que les albédos calculés à partir de ces courants reflètent les vraies conditions aux frontières dans DRAGON.

Plusieurs tests, sous différentes configurations et conditions, sont réalisés pour vérifier cette méthode et on présente ici l'un d'eux (d'autres tests sont présentés dans l'Annexe D) qui est traité avec les trois discrétisations spatiales : simple, fine et très fine. L'assemblage 2x1 (Figure 4-8) formé de cellule MOX et UOX (décrit au chapitre 2) calculé par TRIPOLI avec condition de réflexion (isotrope et spéculaire), nous donnera, pour chaque cellule, les courants entrants et sortants à la surface commune. Ces derniers serviront à évaluer les albédos qui seront utilisés comme conditions aux frontières pour le calcul, avec DRAGON, d'une cellule isolée.

Pour pouvoir utiliser des albédos multigroupes et multi surfaces dans DRAGON des modifications majeures ont été effectuées dans le code pour contourner sa limitation à une seule condition aux frontières par plan de surface externe avec DRAGON expliquée au chapitre 3 (section 3.4 Méthode des albédos). Ces modifications servent à calculer les albédos multigroupes et multi surfaces et permettent de les utiliser comme conditions aux frontières à chaque surface discrétisée.

Le modèle d'une cellule avec les conditions d'albédo doit représenter l'assemblage à partir duquel ces albédos ont été calculés. Afin de valider cette méthode, une analyse comparative est réalisée entre les résultats des calculs de cellule (MOX et UOX) avec les conditions d'albédo et les résultats du calcul d'assemblage 2x1 (contenant une cellule en MOX et une en UOX) avec TRIPOLI. Dans le Tableau 5-16 on présente les écarts (en mk) entre les calculs de cellule MOX avec albédo et ceux de l'assemblage 2x1 avec TRIOPOLI. Ces écarts sont comparés avec ceux des calculs TRIPOLI/DRAGON pour l'assemblage avec les conditions de réflexion. Ces calculs sont réalisés avec les géométries simple et fine en utilisant les bibliothèques ENDFB6 et JEF2.2 à 69 et 172 groupes.

Tableau 5-16 : Écarts du k_{eff} (mk) du calcul d'assemblage entre DRAGON et TRIPOLI et celui de cellule entre DRAGON avec albédo et TRIPOLI

bibliothèque	Estimateur TRIPOLI	Géométrie simple		Géométrie Fine	
		Assemblage avec réflexion TRIPOLI/DRAGON	Cellule MOX avec albédo	Assemblage avec réflexion TRIPOLI/DRAGON	Cellule MOX avec albédo
ENDFB6 69 groupes	KSTEP	-7,38	-2,74	-7,13	-2,42
	KCOLL	-7,35	-2,71	-7,11	-2,40
	KTRACK	-7,11	-2,47	-7,24	-2,53
	MACRO KCOLL	-7,30	-2,66	-7,19	-2,48
ENDFB6 172 groupes	KSTEP	-2,75	-2,08	-2,73	-1,78
	KCOLL	-2,73	-2,06	-2,71	-1,76
	KTRACK	-2,49	-1,82	-2,84	-1,89
	MACRO KCOLL	-2,68	-2,01	-2,79	-1,84
JEF2.2 69 groupes	KSTEP	-7,29	-2,38	-7,18	-2,02
	KCOLL	-7,36	-2,44	-7,14	-1,98
	KTRACK	-7,75	-2,83	-7,02	-1,86
	MACRO KCOLL	-7,58	-2,67	-7,07	-1,91
JEF2.2 172 groupes	KSTEP	-2,09	-1,71	-2,20	-1,37
	KCOLL	-2,15	-1,78	-2,16	-1,33
	KTRACK	-2,54	-2,17	-2,03	-1,21
	MACRO KCOLL	-2,38	-2,00	-2,09	-1,26

Ces résultats prouvent la cohérence de la méthode des albédos avec des calculs TRIPOLI. L'utilisation des albédos comme condition aux frontières diminue les écarts entre TRIPOLI et DRAGON pour toutes les configurations et spécifiquement pour les calculs à faible discrétisation

énergétique, à 69 groupes par exemple l'écart passe de plus 7 mk à moins 3 mk. La discrétisation spatiale a un grand impact aussi sur les résultats car elle permet de bien prendre en compte la distribution des courants sur la surface comme démontrée au chapitre 4 (section : 4.8 Effet des discrétisations spatiale et énergétique sur les courants TRIPOLI). Cet effet est visible en comparant les écarts pour la géométrie simple (une seule surface par plan externe) et ceux de la fine (dix surfaces). En discrétisant spatialement plus la géométrie (géométrie très fine avec 36 surfaces), les calculs DRAGON sont encore plus cohérents avec ceux de TRIPOLI (Tableau 5-17).

Tableau 5-17 : Écarts du k_{eff} (mk) pour une géométrie très fine

bibliothèque	Estimateur TRIPOLI	Géométrie très fine	
		Assemblage avec réflexion TRIPOLI/DRAGON	Cellule MOX avec albédo
ENDFB6 172 groupes	KSTEP	-7,38	-0,79
	KCOLL	-7,35	-0,75
	KTRACK	-7,11	-0,63
	MACRO KCOLL	-7,30	-0,68

L'analyse des résultats de flux confirme l'efficacité de cette méthode. On présente ici les écarts relatifs (%) du flux pour les tests avec géométrie fine et la bibliothèque ENDFB6. Les calculs sont réalisés à 172 groupes puis les résultats sont condensés à deux groupes. En premier lieu on donne les écarts entre TRIPOLI et DRAGON direct (Tableau 5-18 et Tableau 5-19) pour les comparer à ceux entre TRIPOLI et DRAGON avec albédo (Tableau 5-20 et Tableau 5-21).

Tableau 5-18 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON direct à 172 groupes condensés à 2 groupes

	Cellule MOX			Cellule UOX		
	combustible	gaine	modérateur	combustible	gaine	modérateur
Groupe rapide	0.06	0.15	-0.04	-0.07	-0.016	-0.23
groupe thermique	-1.83	-1.01	0.84	-0.28	0.40	1.85

Tableau 5-19 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON direct à 2 groupes

	Cellule MOX			Cellule UOX		
	combustible	gaine	modérateur	combustible	gaine	modérateur
Groupe rapide	-0.12	0.14	-0.04	-0.12	0.027	-0.18
groupe thermique	-1.61	-0.41	1.47	-0.66	0.15	1.91

Tableau 5-20 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON avec albédo à 172 groupes condensés à 2 groupes

	Cellule MOX			Cellule UOX		
	combustible	gaine	modérateur	combustible	gaine	modérateur
Groupe rapide	-0.03	0.03	-0.20	0.05	0.11	-0.11
groupe thermique	-0.85	0.01	1.95	-1.27	-0.51	1.08

Tableau 5-21 : Écarts relatifs (%) du flux entre TRIPOLI et DRAGON avec albédo à 2 groupes

	Cellule MOX			Cellule UOX		
	combustible	gaine	modérateur	combustible	gaine	modérateur
Groupe rapide	-0.21	0.03	-0.18	0.01	0.15	-0.06
groupe thermique	-0.72	0.52	2.50	-1.65	-0.74	1.17

Ces résultats démontrent que l'utilisation des albédos de TRIPOLI dans DRAGON comme condition aux frontières améliore considérablement les résultats du facteur de multiplication k_{eff} de ce dernier. Une cellule avec les bonnes conditions d'albédo (de TRIPOLI) représente les mêmes caractéristiques de l'assemblage initial soit pour le k_{eff} ou le flux et on voit bien que leurs écarts par rapport à TRIPOLI sont plus faibles que ceux DRAGON direct surtout pour les calculs à 172 groupes.

D'autres tests d'évaluation de cette méthode peuvent consolider sa validation en considérant des situations plus diversifiées comme l'utilisation d'autres matériaux ou tester d'autres géométries plus hétérogènes et plus complexes (assemblage REP 17x17).

En plus, les bénéfices de cette procédure dépassent nos objectifs car avec ces modifications on n'est plus limité maintenant à une seule condition aux frontières sur le plan de la surface externe. On peut donc appliquer des conditions aux frontières différentes sur les « sous surface » du même plan externe par l'intermédiaire des albédos (Figure 5-4). Par défaut, dans DRAGON on ne peut

attribuer qu'une seule condition aux frontières à l'assemblage de trois cellules représenté dans la Figure 5-4-a par exemple, mais les modifications apportées à DRAGON permettent finalement d'associer aux surfaces externes de chaque cellule une condition aux frontières différente (Figure 5-4-b) comme c'est le cas avec TRIPOLI. Cette également possible si un seul volume est discrétisé en plusieurs régions (Figure 3-11 et Figure 3-12).

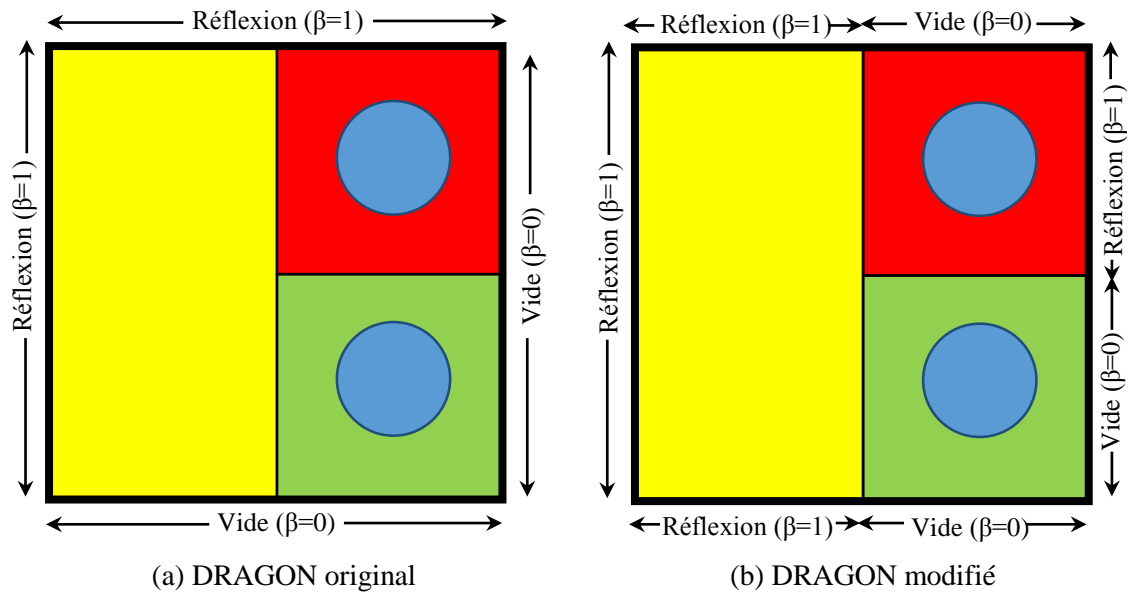


Figure 5-4 : Prise en compte des albédos multigroupes et multi surfaces

CHAPITRE 6 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Ce projet de recherche a permis d'établir et de développer deux stratégies de couplage entre le code déterministe DRAGON et stochastique TRIPOLI. La première sert à accélérer les calculs TRIPOLI en utilisant des bibliothèques de sections efficaces multigroupes et homogénéisées issues de DRAGON et elle représente un bon moyen d'analyse et de validation des calculs DRAGON par le fait d'utiliser le même type de bibliothèques. Le but de la seconde stratégie, quant à elle, est d'utiliser les courants de surfaces calculés par TRIPOLI afin de conditionner les calculs DRAGON.

Dans le cadre de ce projet, une étude comparative préliminaire a été réalisée afin de comparer DRAGON à TRIPOLI. Elle a permis entre autre de vérifier l'effet de plusieurs paramètres de simulation pour les codes. Elle représente aussi une nouvelle validation de la performance de DRAGON.

L'utilisation des bibliothèques de DRAGON dans TRIPOLI a été validée avec plusieurs tests et sa pertinence est prouvée à travers les bons résultats obtenus. Le gain de temps avec cette méthode est considérable (20% pour les calculs d'assemblage 2x1 et plus de 50% pour ceux de cellule). Elle permet de faire des analyses cohérentes entre TRIPOLI et DRAGON. D'autres tests supplémentaires peuvent lui donner plus de crédibilité surtout concernant sa capacité à accélérer les calculs TRIPOLI. On suggère donc d'utiliser de grandes géométries très hétérogènes avec plus d'isotopes dans les mélanges. L'appliquer sur un assemblage REP ou un regroupement d'assemblage serai un bon moyen de validation.

La deuxième stratégie de couplage réalisée dans ce projet est la plus importante. Elle permet d'utiliser dans DRAGON les courants de surfaces calculés par TRIPOLI comme conditions aux frontières. Trois méthodes sont développées à cette fin, chacune d'elle permet de prendre en compte différemment les profils spatiaux et/ou énergétiques des courants de surfaces.

La première de ces méthodes est celle des sources fixes. Elle consiste à générer des sources fixes à partir des courants TRIPOLI afin de les utiliser lors de la résolution de l'équation de transport. Le fait qu'on passe par le calcul d'un flux intermédiaire avant d'obtenir la solution finale

recherchée pénalise grandement cette procédure mais une autre approche peut être envisagée pour contourner ce handicap. En trouvant le moyen pour que les flux calculé à partir des courants entrants de TRIPOLI soient pris en charge directement par DRAGON comme une donnée d'entrée de la même façon que pour le cas des sources fixes actuellement dans le module MAC. Dans ce cas ces flux entrants «fixes» remplacent les conditions aux frontières lors du calcul de la cellule avec les conditions de vide et qui est censée représenter l'assemblage calculé avec TRIPOLI. Vu la complexité et la lenteur de cette méthode son développement été assez limité au profit des autres méthodes et elle nécessite donc plus de réflexion et d'évaluation.

Une utilisation directe des courants de TRIPOLI pour résoudre l'équation de transport dans DRAGON est possible maintenant grâce à la méthode des courants imposés. En s'inspirant de la méthode des probabilités de collisions implantée dans DRAGON, cette nouvelle méthodes permet de résoudre l'équation de transport en utilisant trois schémas de calculs soit en utilisant directement les matrices de probabilité de collision (P_{vv}) ou les matrices complètes de probabilités de collision (P_{cvv}) ou bien celles dite réduite (W_{vv}). Les résultats cohérents obtenus démontrent l'efficacité de la méthode en termes de précision ou en temps de calcul surtout avec la méthode W_{vv} qui reproduit le chemin de calcul par défaut de DRAGON.

La dernière méthode est celle des albédos. Comme son nom l'indique, elle est basée sur l'utilisation des albédos multigroupes et multi surfaces calculés à partir des courants de TRIPOLI comme conditions aux frontières pour les calculs DRAGON. Par l'occasion du développement de cette méthode, on est plus limité maintenant, dans DRAGON, à une seule condition aux frontières sur les différentes surfaces du même plan externe. Il est possible actuellement de prendre en compte les hétérogénéités spatiales et énergétiques des courants de surfaces par l'intermédiaire des albédos multigroupes et multi surfaces. Vu le potentiel de cette méthode, elle est la plus évaluée. On l'a testée avec des discrétisations spatiales et énergétiques différentes et avec deux types de bibliothèques de sections efficaces. Les résultats de ces évaluations sont concluants et ils prouvent bien l'efficacité de la méthode, c'est la plus efficace parmi les trois méthodes.

L'utilisation des courants de surfaces TRIPOLI comme conditions aux frontières dans DRAGON rend ce dernier plus cohérent avec TRIPOLI. On peut suggérer des modèles plus complexes afin de tester plus les méthodes développées dans le cadre de ce projet de recherche, mais ni

l'hétérogénéité ni le types de discrétisations spatiales ou énergétiques ne devrait affecter l'utilisation de ces méthodes lors de travaux futurs.

Il conviendrait de s'interroger sur la possibilité et l'utilité d'implanter toutes ces méthodes dans DRAGON, mais celle des albédos semble être la plus adaptée et la plus efficace car c'est la plus simple en plus qu'avec les albédos on est plus confronté au problème de normalisation des courants TRIPOLI et leurs cohérence avec DRAGON.

Notre projet ouvre plusieurs voies de recherche, comme par exemple :

- Pour accélérer TRIPOLI, on peut utiliser des sources calculées par DRAGON lors de l'initialisation des calculs TRIPOLI car, lors de la simulation Monte Carlo, les premiers batch ne contribuent pas aux résultats mais servent uniquement à la convergence de la source de neutrons. Aussi les flux DRAGON localisés peuvent être utilisés pour créer une carte d'importance afin de biaiser les calculs TRIPOLI.
- Couplage par zone d'intérêt où le calcul TRIPOLI sera utilisé localement dans des zones spécifiques et le reste du système sera calculé avec DRAGON. Comme par exemple lors de l'étude de l'effet du réflecteur, la zone délimitant le réflecteur et les cellules ou assemblages adjacents est traité avec TRIPOLI et les autres cellules ou assemblages loin du réflecteur sont calculés avec DRAGON.
- On suggère de réaliser des calculs de cellules et de canal pour les réacteurs CANDU. Un calcul axial le long d'un canal permettra d'analyser l'effet de variation de la densité du caloporteur sur une grappe du canal et une étude radiale servira à voir l'effet du rechargement du cœur en marche.

Un chaînage entre ces méthodes et un couplage entre TRIPOLI et DRAGON permet de faire des calculs d'assemblage et de cœur entier avec TRIPOLI en des temps raisonnables (Figure 6-1). Un calcul d'assemblage avec TRIPOLI servira à obtenir uniquement les courants de surfaces pour une cellule donnée et qui seront utilisés par DRAGON dans un calcul de cellule isolées afin de générer une bibliothèque de section efficaces multigroupes Autoprotégées homogénéisées. Cette bibliothèque sera utilisée dans TRIPOLI pour obtenir les grandeurs désirées comme le flux, les taux de réaction ou la distribution de puissance par

exemple. Le même processus peut être réalisé pour un chainage entre le calcul de cœur et celui de l'assemblage.

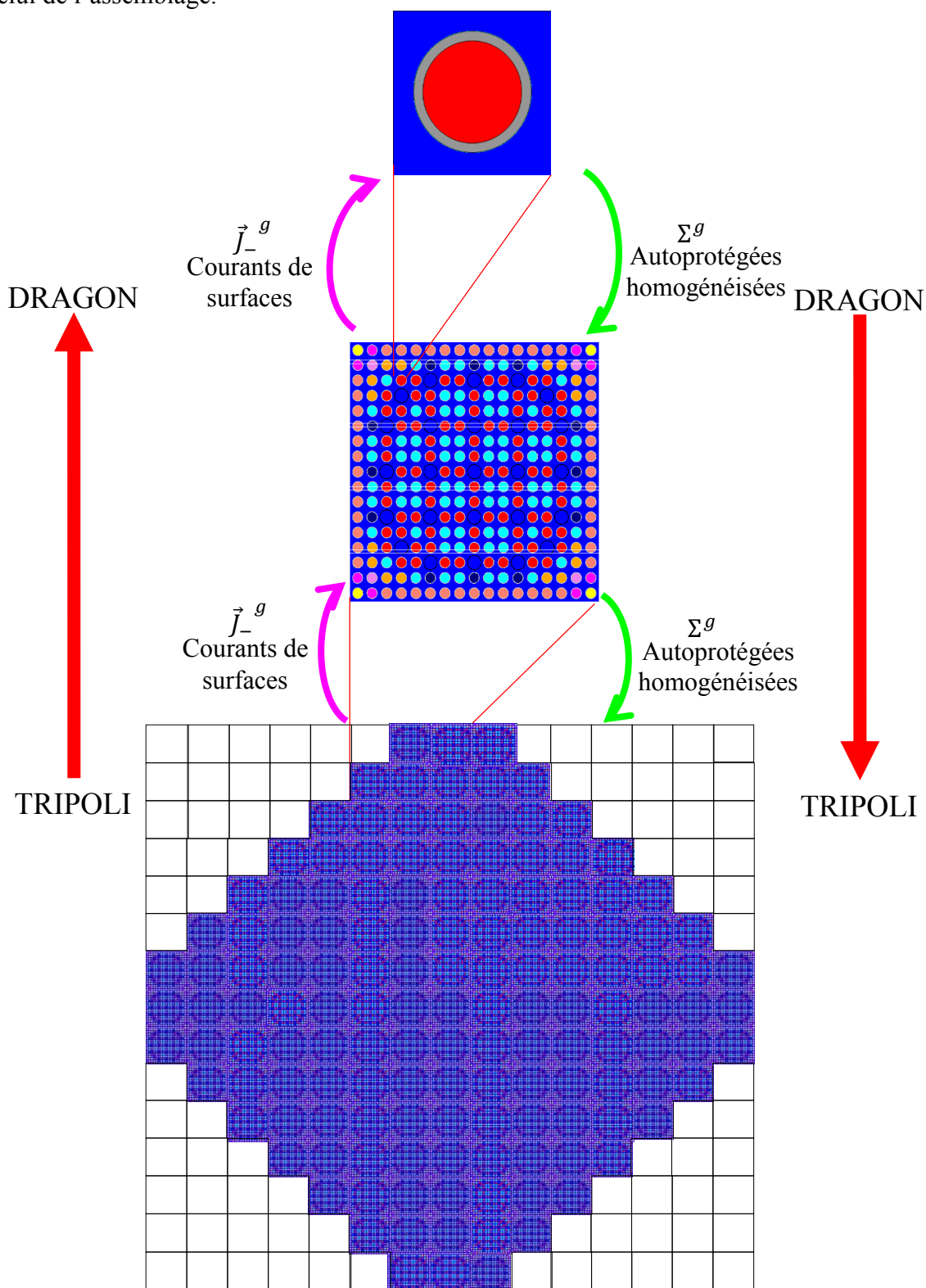


Figure 6-1 : Chaînage TRIPOLI-DRAGON

BIBLIOGRAPHIE

- (IAEA), I. A. (Éd.). (2015, avril). *Evaluated Nuclear Data File (ENDF)*. (ENDF, Producteur)
Récupéré sur Nuclear Data Services: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>
- Alcouffe, R. E., et al. (1995). *DANTSYS : A Diffusion accelerated neutral particle transport code system*. Los Alamos-US: Los Alamos National Laboratory.
- Alcouffe, R. E., et Baker, R. S. (1997). *DANTSYS : A system for deterministic, neutral particle transport calculations*. Los Alamos-US: Los Alamos National Laboratory.
- Askew, J. (1972). *a characteristics formulation of the neutron transport equation in complicated geometries*. Winfrith - UK: United Kingdom Atomic Energy.
- Bielajew, F. A. (2001). *Fundamentals of the Monte Carlo method for neutral and charged particle transport*. (D. o. Sciences, Éd.) Michigan, USA: University of Michigan.
- Both, J. P., et al. (1994). A Survey of TRIPOLI-4. *Proceedings of the 8th International Conference on Radiation Shielding*, (pp. 373-380). Arlington-USA.
- Both, J. P., et al. (2003a). TRIPOLI-4 : code de transport Monte Carlo fonctionnalités et application. Dans CEA/DEN/SERMA (Éd.), *Congres scientifiques francophones : Codes de calcul en radioprotection, radiophysique et dosimetrie*. 37, p. 8. Sochaux - France: IAEA/INIS.
- Both, J. P., et al. (2003b). *User manual for version 4.3 of the TRIPOLI-4 Monte Carlo method particle transport computer code*. Saclay: CEA/DTI.
- Both, J. P., et Lee, Y. K. (1997). Computations of Homogenised Multigroup Cross Sections with the Monte Carlo Code TRIPOLI 4. *Proceedings SARATOGA, JIC MM etSNA, 1*, p. 439. Saratoga.
- Both, J. P., et Pénéliou, Y. (1996). The Monte Carlo code TRIPOLI-4 and its first benchmark interpretations. *Proceedings of the Int. Conf. on the Physics of Reactor - PHYSOR 96*. Mito - Japan.

- Briesmeister, J. F. (2000). *MCNP - A General Monte Carlo N-particle transport code*. Los Alamos-US: LANL.
- Brown, F. B. (2009). A review of Monte Carlo criticality calculations – convergence, bias, statistics. *International Conference on Mathematics, Computational Methods et Reactor Physics (MetC 2009)*. Saratoga - USA: American Nuclear Society.
- Brown, F. B. (2011). 'K-effective of the World' and other concerns for Monte Carlo eigenvalue calculations. *Progress in Nuclear Science and Technology*, 2, pp. 738-742.
- Brown, F. B. (2012). *Fundamentals of monte carlo particle transport*. Los Alamos National Laboratory.
- Brun, E., et al. (2009). *Manuel de l'utilisateur du code TRPOLI-4 version 6*. France: CEA/DEN/DANS/DM2S/SERMA/LTSD.
- Camand, C. (2012). *Utilisation de sources et d'adjoints DRAGON pour les calculs TRIPOLI*. Montréal-Ca: École Polytechnique de Montréal.
- Carlson, B. G., et Bell, G. I. (1958). *Solution of the transport equation by the Sn method*. Los Alamos Scientific Laboratory.
- Carlson, B. G., et Lathrop, K. D. (1968). Transport theory: The method of discrete-ordinates. *Computing Methods in Reactor Physics* (pp. 167-266). New York-US: Gordon et Breach.
- Chen, A. Y., et al. (2008). Radiation shielding evaluation of the BNCT treatment room at THOR : A TORT-coupled MCNP Monte Carlo simulation study. *Applied Radiation and Isotopes*, 66, 28–38.
- Chen, Y., et Fischer, U. (2005). Program system for three-dimensional coupled Monte Carlo-deterministic shielding analysis with application to the accelerator-based IFMIF neutron source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 551(2-3), 387-395.
- Coste-Delclaux, M. (2006). *Modélisation du phénomène d'autoprotection dans le code de transport multigroupes apollo2*. Saclay: CEA/DÉN/SÉRMA/LÉNRR.
- Coste-Delclaux, M., et al. (2013, Novembre). *La neutronique : Les méthodes de la neutronique*. Récupéré sur <http://www.cea.fr/energie/la-neutronique>.

- Cramer, S. N., et Slater, C. O. (1993). Investigation of radiation effects in Hiroshima and Nagasaki using a general Monte Carlo - discrete ordinates coupling scheme. *Nuclear Science and Engineering*, 114(1), 1-11.
- Cullen, D. E. (2012). *TART2012 : An overview of a coupled neutron-photon 3-D, combinatorial geometry time dependent Monte Carlo transport code*. Lawrence: Lawrence Livermore National Laboratory.
- Dehart, M. D. (1992). *A discrete ordinates approximation to the neutron transport equation applied to generalized geometries*. Texas A&M University.
- Dehaye, B. (2014). *Accélération de la convergence dans le code de transport de particules Monte Carlo TRIPOLI-4 en criticité*. Saclay, France: CEA/SERMA – Université Paris Sud.
- Dieudonné, c. (2015). *Accélération de la simulation Monte Carlo du transport des neutrons dans un milieu évoluant par la méthode des échantillons corrélés*. Saclay, France: CEA/SERMA – Université Paris Sud.
- Diop, C. M. (2006a). *Physique des réacteurs - Les réactions nucléaires - Interaction des neutrons avec la matière*. Techniques de l'Ingénieur.
- Diop, C. M. (2006b). *Physique des réacteurs - Les bases de la physique nucléaire*. Techniques de l'Ingénieur.
- Diop, C. M., et al. (2000). DARWIN : An Evolution Code System for a Large Range Application. *Journal of nuclear Science and Technology*, 1, 845-849.
- Diop, C. M., et al. (2007). TRIPOLI-4 : A 3D continuous energy Monte Carlo transport code . *PHYTRA1: First International Conference on Physics and Technology of Reactors and Applications*. Marrakech - Morocco: GMTR.
- Diop, C. M., et al. (2013, Novembre). *La neutronique : Les codes de calcul de la neutronique*. Récupéré sur <http://www.cea.fr/energie/la-neutronique>.
- Doriath, J. Y. (1993). ERANOS1 : The Advanced European System of codes for reactor physics. *Joint international conference on mathematical methods and supercomputing in nuclear applications*, (pp. 177-186). Karlsruhe-Germany.
- Duderstadt, J. J., et Martin, W. R. (1979). *Transport Theory*. New York: Wiley-Interscience.

- Filippone, W. L., et Alcouffe, R. E. (1988). The SN/Monte Carlo response matrix hybrid method. *Nuclear Science and Engineering*, 100, 209-217.
- Giffard, F. X. (2000). *Développements utilisant des méthodes stochastiques et déterministes pour l'analyse de systèmes nucléaires complexes*. France: Université d'Evry Val d'Essonne et CEA/DRN/DER/SPRC/LEPH.
- Gomit, J. M. (2001). *CRISTAL un outil de calcul de criticité de nouvelle génération*. Fontenay-aux-Roses-FR: CEA/CLEFS .
- Gomit, J. M., et al. (2005). CRISTAL V1: CRITICALITY PACKAGE FOR BURNUP CREDIT CALCULATION. *Integrating Criticality Safety into the Resurgence of Nuclear Power*. Knoxville-US: American Nuclear Society.
- Haghighat, A. (2003). Monte Carlo variance reduction with deterministic importance functions". *Progress in Nuclear Energy*, 42(1), 25-53.
- Haghighat, A., et Wagner, J. C. (1998). Automated variance reduction of Monte Carlo shielding calculations using the discrete ordinates adjoint function. *Nuclear Science and Engineering*, 128, 186-208.
- Hammersley, J. M., et Handscomb, D. C. (1964). *Monte Carlo methods*. London: Methuen et CO LTD.
- Harrison, G. (2015). *Prise en compte des conditions des matériaux et du couplage axial le long d'un canal du réacteur refroidi à eau supercritique canadien*. Montréal, Canada: IGN - École Polytechnique de Montréal.
- Hébert, A. (2004). Revisiting the Stamm'ler self-shielding method. *The 25th Annual Canadian Nuclear Society Conference - Nuclear Energy : Meeting the Challenges* (pp. 333–341). Toronto - Canada: Canadian Nuclear Society.
- Hébert, A. (2005). The ribbon extended self-shielding model. *Nuclear science and engineering*, 151, 1-24.
- Hébert, A. (2007a). *Applied reactor physics*. IGN, École Polytechnique de Montréal.
- Hébert, A. (2007b). A review of legacy and advanced self-shielding models for lattice calculations. *Nuclear science and engineering*, 155, 310-320.

- Hébert, A. (2008). Development of the subgroup projection method for resonance selfshielding calculations. , . *Nuclear science and engineering*, 162, 56-75.
- Hébert, A. (2009). *Applied reactor physics*. (É. P. IGN, Éd.) Presses internationales Polytechnique.
- Hébert, A., et Coste-Delclaux, M. (2002). Probability tables for self-shielding calculations in lattice codes. *Nuclear science and engineering*, 142, 242.
- Hébert, A., et Marleau, G. (1991). Generalization of the Stamm'ler method for the selfshielding of resonant isotopes in arbitrary geometries. *Nuclear Science and Engineering*, 108(3), 230–239.
- Hébert, A., Marleau, G., et Roy, R. (2015). *A user guide for DRAGON version 4*. Montréal - Canada: École Polytechnique de Montreal - Institut de Génie Nucléaire.
- Herman, M., et Trkov , A. (2009). *ENDF-6 Formats Manual - Data Formats and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File ENDF/B-VI and ENDF/B-VII*. National Nuclear Data Center - Brookhaven National Laboratory.
- Hoogenboom, J. E., Serov, I. V., et John, T. M. (1996). Validation of a new midway forward-adjoint coupling option in MCNP. *Proc. Int. Conf. on the Physics of Reactor PHYSOR*. Mito, Japan.
- Hoogenboom, J. E., Serov, I. V., et John, T. M. (1999). A midway forward-adjoint coupling method for neutron and photon Monte Carlo transport. *Nuclear Science and Engineering*, 133, 55-72.
- Jacquet, O., et al. (2003). MORIET: Version 4.B A Multigroup Monte Carlo Criticality Code. *JAERI*, 19, pp. 466-471.
- JEF-2.2 team. (2000). *The JEF-2.2 Nuclear Data Library*. OECD/NEA.
- Jinaphanh, A. (2013). *Études de la convergence d'un calcul Monte Carlo de criticité : utilisation d'un calcul déterministe et détection automatisée du transitoire*. Grenoble-Fr: Université de Grenoble.
- Kobayashi , K., et al. (2002). *JENDL Dosimetry File 99*. Japan Atomic Energy Research Institute.

- Le Texier , L., et Gotchac, N. (2009). *Le fonctionnement de la bombe*. (L. L. Source, Éd.)
Récupéré sur http://tpelittleboy.free.fr/grand_un.html.
- Leclaire, N., et al. (2005). EXPERIMENTAL VALIDATION OF THE FRENCH CRISTAL V1.0 PACKAGE. *Integrating Criticality Safety into the Resurgence of Nuclear Power*. Knoxville-US: American Nuclear Society.
- Leppänen, J. (2015). *Serpent – a continuous-energy Monte Carlo reactor physics burnup calculation code - User's Manual*.
- Lewis, E. E., et Miller, W. F. (1993). *Computational Methods of Neutron Transport*. (A. N. Society, Éd.) Wiley-Interscience .
- Li, C. (2014). *Condensation and homogenization of cross sections for the deterministic transport codes with Monte Carlo method : Application to the GEN IV fast neutron reactors*. Saclay, France: CEA/DEN/SERMA - Université Paris Sud.
- Li, M. (1998). *Contribution à la résolution de l'équation de boltzmann en multigroupe par les méthodes déterministes et Monte Carlo*. Saclay: CEA/SERMA-DRN.
- Lux , I., et Koblinger, L. (1991). *Monte Carlo particle transport methods : neutron and photon calculations*. Boston: CRC press.
- MacFatlane, R. E. (2000). *An introduction to ENDF formats*. Los Alamos - USA: Los Alamos National Laboratory.
- Marguet, S. (2011). *La physique des réacteurs nucléaires*. (EDF-RetD, Éd.) Lavoisier.
- Marleau, G. (2001). *DRAGON theory manual – part 1: collision probability calculations*. IGN – École Polytechnique de Montréal.
- Marleau, G. (2004). *DRAGON theory for 3-D CANDU problems*. Tronto - Ca: AECL.
- Marleau, G. a. (2013). *A User Guide for DRAGON 3.06L*. Montréal: École Polytechnique de Montréal - IGN.
- Marleau, G., et al. (1992). New computational methods used in the lattice code DRAGON. *Proceedings of the topical meeting on advances in reactor physics* (pp. 177-188). Westinghouse - USA: American Nuclear Society.

- Marleau, G., et al. (1994). *A Collision Probability Transport Code for Cell and Supercell Calculations*. Montréal - Canada: IGN - École polytechnique de Montréal.
- Marleau, G., et al. (2013). *A User Guide for DRAGON 3.06L*. Montréal: École Polytechnique de Montréal - IGN.
- Martin, N. (2011). *Application de la méthode des sous-groupes au calcul Monte Carlo multigroupe*. Montréal, Canada: IGN - École Polytechnique de Montréal.
- Masahiko, K. (2005). TORT-MCNP coupling method for the calculation of neutron flux around a core of BWR. *Radiation protection dosimetry*, 116(2), 513-517.
- Mattera, C. (1998). *Développement et qualification expérimentale du nouveau Formulaire de Sûreté-Criticité CRISTAL*. France: Université de Provence.
- Metropolis, N., et Ulam, S. (1949). The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(247), 335-341.
- Miss, J., et al. (2005). THE MORET 4.B MONTE CARLO CODE : New features to treat complex criticality systems. (A. N. Society, Éd.) *Integrating Criticality Safety into the Resurgence of Nuclear Power*.
- MIT (Éd.). (2014). *The OpenMC Monte Carlo Code*. (M. I. Technology, Producteur) Récupéré sur OpenMC: <https://mit-crpg.github.io/openmc/#>
- Morillon, B. (1996). *Méthode de Monte Carlo non analogue, Application à la Simulation des Neutrons*. Orsay-France: CEA-SERMA-DRN.
- Nakagawa, T., et al. (1995). Japanese Evaluated Nuclear Data Library: JENDL-3.2. *Journal of nuclear science and technology*, 2(12), 1259-1271.
- NED, A. n. (Éd.). (2008). *VIM Monte Carlo Neutron/Photon Transport Code* . Récupéré sur VIM user's guide - Version 5.1: <http://www.vim.anl.gov/vimguide/references.html>
- Nkaoua, T. (2003). Les codes de calcul : un support indispensable à la sûreté de la conception et de l'exploitation des réacteurs . *Clefs CEA*(47), p. 95.
- Reuss, P. (1985). A generalization of the Livolant-Jeanpierre theory for resonance absorption calculation. Dans INSTN-CEA (Éd.), *International meeting on advances in nuclear*

- engineering computational methods*. 17, pp. 676-685. Knoxville-USA: American Nuclear Society.
- Reuss, P. (2003). *Précis de neutronique*. Les Ulis, France: EDP Sciences.
- Reuss, P. (2005). *Bases de neutronique : Migration des neutrons*. Techniques de l'Ingénieur.
- Reuss, P., et Diop, C. M. (2013, Novembre). *La neutronique : Introduction*. Récupéré sur <http://www.cea.fr/energie/la-neutronique>.
- Rhodes , W. A., et Simpson, D. B. (1997). *The TORT three dimensional discrete ordinates neutron/photon transport code*. Oak Ridge-US: ORNL/CPED.
- Rimpault, G. et. (2002). The ERANOS Code and Data System for fast reactor neutronic analyses. *Proc. Int. Conf. PHYSOR*. Seoul-Korea.
- ROOT team. (2008). *ROOT 5.21 users Guide*. Récupéré sur CERN: <https://root.cern.ch/drupal>
- Rowlands, J., et al. (2000). *THE JEF-2.2 NUCLEAR DATA LIBRARY*. OECD/NEA.
- Roy, R. (1998). The Cyclic Characteristics Method. *International Conference on the Physics of Nuclear Science and Technology*. New York - USA.
- Roy, R. (1999). *The CLE-2000 Tool-Box*. Montréal: IGN-École Polytechnique de Montréal.
- Roy, R. (2003). *Tréorie des probabilités de collision et méthode des caractéristique*. Montréal: École Polytechnique de Montréal.
- Roy, R., et Hébert, A. (2000). *The GAN Generalized Driver*. Montréal - Canada: IGN-École Polytechnique de Montréal.
- Sanchez, R., et al. (1988). APOLLO II : a user-oriented, portable, modular code for multigroup transport assembly calculations. *Nuclear Science and Engineering*, 100, pp. 352-362.
- Sanchez, R., et al. (1990). Models for multigroup selfshielded crosssections calculations in the code APOLL02. *Physor'90*. Marseille.
- Sanchez, R., et al. (2010). APOLLO2 YEAR 2010. *NUCLEAR ENGINEERING AND TECHNOLOGY*, 42(5), 474-499.
- Sanchez, R., et McCormick, N. J. (1982). A Review of Neutron Transport Approximations. *NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING*, 80, pp. 481-535.

- Sansom, M., et al. (1998). CESAR : a Simplified Evolution Code for Reprocessing Applications. *Meeting on Recycling, Conditioning and Disposal RECOD 98*, 3, p. 968. Nice-Fr.
- Santamarina, A., et al. (2009). *The JEFF-3.1.1 Nuclear Data Library JEFF - Report 22 : Validation Results from JEF- 2.2 to JEFF-3.1.1*. OECD/NEA.
- Shibata, K., et al. (1995). Japanese Evaluated Nuclear Data Library: JENDL-3.2. *Journal of nuclear science and technology*, 2(12), pp. 1259-1271.
- Shibata, K., et al. (2002). Japanese Evaluated Nuclear Data Library version 3 revision 3: JENDL-3.3. *Journal of nuclear science and technology*, 39(11), pp. 1125-1136.
- Tranchant, P. B. (1999). *Élaboration et qualification de schémas de calcul de référence pour les absorbants dans les Réacteurs à Eau Pressurisée*. France: Université Aix-Marseille I et INSTN-CEA.
- Turner , S. A., et Larsen, E. W. (1997). Automatic variance reduction for three-dimensional Monte Carlo simulations by the local importance function I et II. *Nuclear Science and Engineering*, 127(1), 22-53.
- Van Riper , K. A., et al. (1997). *AVATAR – Automatic Variance Reduction in Monte Carlo Calculations*. Saratoga Springs-US: Los Alamos National Laboratory.
- Vidal, J. M., et al. (2006). CESAR: A Code for Nuclear Fuel and Waste Characterisation. *Waste Management 2006 Symposium*. Tucson-USA.
- Vidal, J. M., et al. (2012). CESAR5.3: AN INDUSTRIAL TOOL FOR NUCLEAR FUEL AND WASTE CHARACTERIZATION WITH ASSOCIATED QUALIFICATION. *Waste Management 2012 conference*. Phoenix-USA.

ANNEXE A – Vérification des propriétés des PIJ

Les matrices des probabilités de collision utilisées dans les tests sont issues du calcul DRAGON à 2 groupes sans discrétisation spatiale. Afin de s'assurer du bon choix de ces matrices, nous avons écrit la routine Matlab suivante qui nous permettra de vérifier que toutes les propriétés et les relations de conservation des matrices des probabilités de collision sont respectées.

Nous donnons ici la routine pour les conditions de réflexion seulement et pour celle des conditions de vide il y a seulement les données d'entrée qui changent comme les sections efficaces et les probabilités de collision ainsi que : pour les conditions de réflexion $A^g = 1$ et pour les conditions de vide : $A^g = 0$, ce qui donne $P_{vv,c}^g = P_{vv}^g$.

Les numéros des équations (décrivant les propriétés et les relations de conservation des probabilités de collision), cités dans la routine, correspondent à ceux donnés dans le rapport «DRAGON Theory Manual Part 1 : Collision Probability Calculations, G. Marleau» (Marleau G., 2001).

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Results of PIJ with REFL
% Récupération des données DRAGON
vol=[.....]; % Volumes
srf=[.....]; % Surfaces
sigm=[.....]; % section efficace totale ( $\Sigma_{tot}$ )
sigs=[.....]; % Surfaces
XSCAT=[.....]; % section efficace de diffusion dans le groupe ( $\Sigma_s$ )
NUSIGF=[.....]; % section efficace de fission ( $\nu\Sigma_f$ )
CHI=[.....]; % Spectre de fission
PCSCCT=[.....]'; % calcul Direct PCSCCT=Wvv
PvvC=[.....]'; % calcul avec SKIP+sds PCSCCT=Pcvv
PCFUI=[.....]'; % calcul avec SKIP PCFUI=psv (p.alfa.i)
PSS=[.....]'; % calcul avec SKIP PSS=pss (p.alfa.beta)
PSV=[.....]'; % calcul avec SKIP PSV=psv*sigmv (p.alfa.i*sigmi)
PVS=[.....]'; % calcul avec SKIP+ ou NMPIJ+ PVS=pvs (p.alfa.i)
```

```

PVV=[.....]'; calcul avec SKIP PVV=pvv*sigmv (p.i.j*sigmj)
PVVC=[.....]'; % calcul avec SKIP (after ALBEDO REDUCTION)=pvvc*sigmv
(p.i.j*sigmj)
WVW=[]; % calcul avec SKIP WVW=Wvv
PIS=[]; % calcul avec SKIP+sds PIS=sum(Pvs)
%*****
% Vérification des lois de conservation
for i=1:2
    Pis(:,i)=sum(PVS(:, :, i), 2);
end
% Calcul des Pij==PVV
for k=1:2
    for i=1:3
        for j=1:3
            Pij(i,j,k)=PVV(i,j,k)/sigm(j,k);
        end
    end
end
% Calcul des Pai==PVS
for k=1:2
    for i=1:4
        for j=1:3
            Pai(i,j,k)=PSV(i,j,k)/sigm(j,k);
        end
    end
end
% Calcul des Pia==PSV
Pia=PVS;
% Calcul des Pab==PsS
Pab=PSS;
% Calcul des Pijc==PVVC
for k=1:2
    for i=1:3
        for j=1:3
            Pijc(i,j,k)=PVVC(i,j,k)/sigm(j,k);
        end
    end
end
end

```

```

% vol.i*p.i.j=p.i.j.tild=p.j.i.tild=vol.j*p.j.i (equ. 1.32)
for k=1:2
    for i=1:3
        for j=1:3
            Pijt(i,j,k)=vol(i)*Pij(i,j,k);
        end
    end
end
for k=1:2
    for j=1:3
        for i=1:3
            Pjit(j,i,k)=vol(j)*Pij(j,i,k);
        end
    end
end
% vol.i*p.i.alfa=p.i.alfa.tild=p.alfa.i.tild=(srf.alfa/4)*p.alfa.i (equ.
1.33)
for k=1:2
    for j=1:4
        for i=1:3
            Piat(i,j,k)=vol(i)*Pia(i,j,k);
        end
    end
end
for k=1:2
    for j=1:4
        for i=1:3
            Pait(j,i,k)=(srf(j)/4)*Pai(j,i,k);
        end
    end
end
% srf.alfa/4)*p.alfa.beta=p.alfa.beta.tild=p.beta.alfa.tild=(srf.beta/4)*p.beta
.alfa (equ. 1.34)
for k=1:2
    for i=1:4
        for j=1:4
            Pabt(i,j,k)=(srf(i)/4)*Pab(i,j,k);
        end
    end
end

```



```

        end
    end
    for k=1:2
        for i=1:4
            for j=1:4
                Pbat(j,i,k)=(srf(j)/4)*Pab(j,i,k);
            end
        end
    end
end
% sumalfa[(srf.alfa/4)*p.alfa.j]+sumi[sigm.i*vol.i*p.i.j]=vol.j (equ. 1.37)
for k=1:2
    for i=1:3
        for j=1:3
            SPijt(i,j,k)=sigm(i,k)*Pijt(i,j,k);
        end
    end
end
for k=1:2
    v(:,k)=sum(Pait(:, :, k), 1)+sum(SPijt(:, :, k), 1);
end
% sumalfa[p.j.alfa]+sumj[p.i.j*sigm.j]=1 (equ. 1.38)
for k=1:2
    II(:,k)=sum(Pia(:, :, k), 2)+sum(PVV(:, :, k), 2);
end
III=ones(3,1);
%sumalfa[(srf.alfa/4)*p.alfa.beta]+sumi[sigm.i*vol.i*p.i.beta]=(srf.beta/4)*de
lta0mu (equ. 1.39)
for k=1:2
    for i=1:3
        for j=1:4
            SPia(i,j,k)=sigm(i,k)*Piat(i,j,k);
        end
    end
end
for k=1:2
    deltamu(:,k)=(sum(Pabt(:, :, k), 1)+sum(SPia(:, :, k), 1));
end
srf4=srf/4;

```

```

% sumbeta[p.alfa.beta]+sumi[p.alfa.i*sigm.i]=delta0nu (equ. 1.40)
for k=1:2
    for i=1:3
        for j=1:4
            PaiS(j,i,k)=Pai(j,i,k)*sigm(i,k);
        end
    end
end
for k=1:2
    deltanu(:,k)=sum(Pab(:, :, k), 2)+sum(PaiS(:, :, k), 2);
end
Deltanu=ones(4,1);
% PCsCT=psij={ [1-(p.i.j*sigs.i)]^-1}*p.i.j
for k=1:2
    I(:, :, k)=eye(3);
    A(:, :, k)=eye(4);
    sigsd(:, :, k)=diag(sigs(:, k));
end
for k=1:2
    Pcful(:, :, k)=(inv(inv(A(:, :, k))-Pab(:, :, k)))*Pai(:, :, k);
    PijC(:, :, k)=Pij(:, :, k)+(Pia(:, :, k)*((inv(A(:, :, k))-
Pab(:, :, k))\Pai(:, :, k)));
    Wij(:, :, k)=(inv(I(:, :, k)-(PijC(:, :, k)*sigsd(:, :, k))))*PijC(:, :, k);
end
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% calcul d'erreur
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
fprintf('~~~~~\n');
fprintf('Calcul d\'erreur\n');
fprintf('~~~~~\n');
for k=1:2
    str = sprintf('\n Groupe = %d ', k);
    disp(str);
    str = sprintf('Norm of error on Pijt (equ. 1.32) = %e ', norm(Pijt(:, :, k)-
Pjit(:, :, k), 2)); disp(str);
    str = sprintf('Norm of error on Piat (equ. 1.33) = %e ', norm(Piat(:, :, k)-
Pait(:, :, k), 2)); disp(str);
    str = sprintf('Norm of error on Pabt (equ. 1.34) = %e ', norm(Pabt(:, :, k)-
Pbat(:, :, k), 2)); disp(str);

```

```

str = sprintf('Norm of error on V (equ. 1.37)           = %e ', norm(vol-
v(:,k),2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on II (equ. 1.38)         = %e ', norm(II(:,k)-
III,2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on deltamuu (equ. 1.39) = %e ', norm(deltamu(:,k)-
srf4,2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on deltanu (equ. 1.40) = %d ', norm(deltanu(:,k)-
Deltanu,2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on Pcfui(PCFUI-Pcfui)    = %e ', norm(PCFUI(:, :,k)-
Pcfui(:, :,k),2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on Pijc1(PvvC-Pijc)      = %e ', norm(PvvC(:, :,k)-
Pijc(:, :,k),2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on Pijc2(PvvC-PijC)      = %e ', norm(PvvC(:, :,k)-
PijC(:, :,k),2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on Pijc3(Pijc-PijC)      = %e ', norm(Pijc(:, :,k)-
PijC(:, :,k),2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on Wij1(WVV-Wij)         = %e ', norm(WVV(:, :,k)-
Wij(:, :,k),2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on Wij2(WVV-PCSCT)       = %e ', norm(WVV(:, :,k)-
PCSCT(:, :,k),2)); disp(str);

str = sprintf('Norm of error on Wij3(Wij-PCSCT)       = %e ', norm(Wij(:, :,k)-
PCSCT(:, :,k),2)); disp(str);

end

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

Les résultats sont satisfaisants pour les deux types de conditions aux limites, ce qui prouve le bon choix des matrices qui seront utilisées pour tester notre méthode :

Calcul d'erreur pour REFL

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

Groupe = 1

```

Norm of error on Pijt (equ. 1.32)      = 0.000000e+00
Norm of error on Piat (equ. 1.33)      = 9.798398e-09
Norm of error on Pabt (equ. 1.34)      = 0.000000e+00
Norm of error on V (equ. 1.37)         = 3.705684e-08
Norm of error on II (equ. 1.38)        = 7.141428e-08
Norm of error on deltamuu (equ. 1.39)  = 1.011418e-07
Norm of error on deltanu (equ. 1.40)   = 3.119295e-07
Norm of error on Pcfui(PCFUI-Pcfui)    = 4.529604e-08
Norm of error on Pijc1(PvvC-Pijc)      = 1.587957e-08
Norm of error on Pijc2(PvvC-PijC)      = 4.042953e-08
Norm of error on Pijc3(Pijc-PijC)      = 4.439461e-08
Norm of error on Wij1(WVV-Wij)         = 6.658032e-03

```

```

Norm of error on Wij2(WVV-PCSCT)      = 6.658009e-03
Norm of error on Wij3(Wij-PCSCT)      = 2.305760e-07
Groupe = 2
Norm of error on Pijt (equ. 1.32)      = 0.000000e+00
Norm of error on Piat (equ. 1.33)      = 1.014096e-08
Norm of error on Pabt (equ. 1.34)      = 0.000000e+00
Norm of error on V (equ. 1.37)         = 3.515983e-08
Norm of error on II (equ. 1.38)        = 1.063015e-07
Norm of error on deltam (equ. 1.39)    = 4.164135e-08
Norm of error on deltanu (equ. 1.40)   = 1.118034e-07
Norm of error on Pcfui(PCFUI-Pcfui)   = 4.068926e-08
Norm of error on Pijc1(Pvvc-Pijc)     = 2.352270e-08
Norm of error on Pijc2(Pvvc-PijC)     = 1.774106e-08
Norm of error on Pijc3(Pijc-PijC)     = 1.406311e-08
Norm of error on Wij1(WVV-Wij)         = 6.269685e-04
Norm of error on Wij2(WVV-PCSCT)      = 6.263560e-04
Norm of error on Wij3(Wij-PCSCT)      = 8.567625e-07

```

ANNEXE B – Les routines du module CFLU

Les routines du module CFLU reproduisent les méthodes de calcul de DRAGON. À ce stade nous avons trois méthodes possibles : Pvv, Pvvc et Wvv (décrites au point 3.3.4).

Nous donnons ici la routine pour les conditions de réflexion seulement et pour celle des conditions de vide il y a seulement les données d'entrée qui changent comme les sections efficaces et les probabilités de collision ainsi que : pour les conditions de réflexion $A^g = 1$ et pour les conditions de vide : $A^g = 0$, ce qui donne $P_{vv,c}^g = P_{vv}^g$.

On présente ici la routine de la méthode Wvv pour le processus clone-DRAGON, mais nous avons fait aussi des routines à une ou deux boucles d'itérations ainsi que pour les méthodes Pvv et Pcvv (décrites aux points 3.3.2 et 3.3.3).

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%  Récupération des données DRAGON
ngrp=...;
nreg=...;
nsurf=...;
ifis=...;
VOL=[...];
srf=[...];
sigm=[...];
sigs=[...];
XSCAT=[...];
NUSIGF=[...];
CHI=[...];
PVV=[...];
PSV=[...];
PVS=[...];
PSS=[...];
% critères de convergence
ALPHA=1.00000000E-05;
BETA=5.00000000E-05;
GAMMA=5.00000000E-05;
% initialisation des paramètres
A(:, :, 1)=eye(4);
A(:, :, 2)=eye(4);
I(:, :, 1)=eye(3);
I(:, :, 2)=eye(3);
PHI0=ones(3, 2);

```

```

PHI=PHI0;
K=1;
KOLD=K;
JM=ones(4,2);
JP=ones(4,2);
ERRK=1;
ERR1PHI=1;
MAXIT=5000;
iterout=0;
QSD=zeros(3,2);
QSU=zeros(3,2);
% Calcul des matrices de probabilités de collision modifiées
for i=1:ngroup
    PVVC(:, :, i)=PVV(:, :, i)+(PVS(:, :, i)*((inv(A(:, :, i))-
PSS(:, :, i))\PSV(:, :, i)));
end
for i=1:ngroup
    WVV(:, :, i)=inv(I(:, :, i)-PVVC(:, :, i)*(diag(sigs(:, i))))*PVVC(:, :, i);
end
% initialisation des sources
Source=zeros(3,2);
Qtot=zeros(3,ifis);
oldbil=0;
bil1=0;
bil2=0;
Qf=zeros(3,2);
TRELER=0;
IALLCV=2;
% Calcul du bilan due a la source initiale
for i=1:ngroup
    for j=1:nreg
        oldbil=oldbil+VOL(j)*Source(j,i);
    end
end
% Calcul de la source de fission
for i=1:ngroup
    SIGF=NUSIGF(:, i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis
            Qtot(j,k)=Qtot(j,k)+PHI(j,i)*SIGF(j,k);
        end
    end
end
% Calcul des bilans
for i=1:ngroup

```

[illegible]

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
while ((OUTCONVK > ALPHA) etet (OUTCONVPHI > BETA*TMPHI)) etet (iterout <
MAXIT)
    iterout=iterout+1;
    iterin=0;
    INCONV=1;
    RELFLX=0;
    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    % debut de l'iteration interne
    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    while (INCONV > GAMMA) etet (iterin < MAXIT)
        iterin=iterin+1;
        for i=1:ngrp
            WV=WV(:, :, i);
            GDPHI=0;
            GMPHI=0;
            % Initialisation de la source et du flux
            for j=1:nreg
                Sourc(j,i)=Source(j,i);
                Sourcc(j,i)=Source(j,i);
                PHIold(j,i)=PHI(j,i);
            end
            SIGM=sigs(:, i);
            XSCT=XSCAT(:, :, i);
            % Calcul de la source
            for j=1:nreg
                for k=1:ngrp
                    if k~=i
                        Sourc(j,i)=Sourc(j,i)+XSCT(j,k)*PHI(j,k);
                    end
                end
            end
            % Initialisation du flux
            for j=1:nreg
                PHI(j,i)=0;
            end
            % Calcul du flux
            for j=1:nreg
                for k=1:nreg
                    PHI(j,i)=PHI(j,i)+Sourc(k,i)*WV(j,k);
                end
            end
            for j=1:nreg
                for k=1:ngrp
                    Sourcc(j,i)=Sourcc(j,i)+XSCT(j,k)*PHI(j,k);

```



```

        end
    end
    % Calcul du courant entrant
    JM(:,i)=(inv(A(:, :, i))-PSS(:, :, i))\PSV(:, :, i)*Source(:, i);
    % Calcul du courant sortant
    JP(:,i)=inv(A(:, :, i))*JM(:, i);
    % calcul de l'erreur sur le flux
    for j=1:nreg
        GDPHI=max(abs(PHI(j,i)-PHIold(j,i)),GDPHI);
        GMPHI=max(PHI(j,i),GMPHI);
    end
    INCONV=GDPHI/GMPHI;
end
end
% fin de l'iteration interne
% Initialisation du K
KOLD=K;
% Calcul du bilan due a la source initiale
for i=1:ngrp
    for j=1:nreg
        oldbil=oldbil+VOL(j)*Source(j,i);
    end
end
% Initialisation des donnees
Qtot=zeros(3,ifis);
bil1=0;
bil2=0;
Qf=zeros(3,2);

% Calcul de la source de fission
for i=1:ngrp
    SIGF=NUSIGF(:,i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis
            Qtot(j,k)=Qtot(j,k)+PHI(j,i)*SIGF(j,k);
        end
    end
end
% Calcul des bilans de neutron
for i=1:ngrp
    CHIF=CHI(:,i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis
            bil1=bil1+VOL(j)*Qtot(j,k)*CHIF(j,k);
        end
    end
end

```

```

        end
    end
    for i=1:ngroup
        SIGT=sigm(:,i);
        XSCT=XSCAT(:, :, i);
        for j=1:nreg
            bil2=bil2+VOL(j)*PHI(j,i)*SIGT(j);
        end
        for k=1:nreg
            for l=1:ngroup
                bil2=bil2-(VOL(k)*PHI(k,l)*XSCT(k,l));
            end
        end
    end
    end
    % Calcul de du Keff
    K=bil1/bil2;
    % Calcul de du facteur de normalisation de la source
    FACT1=1/bil1;
    FACT2=FACT1*bil2;
    % Calcul de la source de fission normalisee
    for i=1:ngroup
        for j=1:nreg
            Qf(j,i)=Qf(j,i)+Qtot(j)*CHI(j,i)*FACT2;
        end
    end
    % Initialisation de la source
    Source=Qf;
    % Calcul de l'erreur sur le K
    if iterout==0
        OUTCONVK=1;
    else
        OUTCONVK=abs(K-KOLD)/K;
    end
    % Verification de la convergence du flux
    if OUTCONVK < ALPHA
        TDPHI=0;
        TMPHI=0;
        PHI;
        PHIold;
        for i=1:ngroup
            for j=1:nreg
                TDPHI=max(abs(PHI(j,i)-PHIold(j,i)),TDPHI);
                TMPHI=max(PHI(j,i),TMPHI);
                TD(j,i)=TDPHI;
                TM(j,i)=TMPHI;
            end
        end
    end

```

```

        end
    end
    OUTCONVPHI=TDPHI;
    % Calcul de l'erreur sur le flux
    if TMPHI > 0
        RELFLX=max(RELFLX,TDPHI/TMPHI);
    end
end
% Calcul du nombre d'iteration
nbiterout=iterout;
nbiterin=iterin;
NBITER(1,nbiterout)=nbiterout;
NBITER(2,nbiterout)=nbiterin;

    %fprintf('\nFin de l''iteration externe no.      : %d\n',iterout);
    % pause
end
% Normalisation du flux
for i=1:3
    for j=1:2
        VPHI(i,j)=PHI(i,j)*VOL(i);
    end
end
FIStot=0;
for i=1:ngroup
    SIGF=NUSIGF(:,i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis
            Qt=VPHI(j,i)*SIGF(j,k);
            FIStot=FIStot+Qt;
        end
    end
end
FIStot;
% Calcul du flux integre
for i=1:3
    for j=1:2
        PHIint(i,j)=VPHI(i,j)/FIStot;
    end
end
% Calcul du flux moyen
for i=1:3
    for j=1:2
        PHImoy(i,j)=PHIint(i,j)/VOL(i);
    end
end

```

[illegible]

ANNEXE C – les routines du module CFLU avec courant imposé

Les routines de CFLU calculent le flux et le facteur de multiplication en utilisant soit un courant entrant issu de TRIPOLI ou de DRAGON avec la méthode des P_vv ou celle des W_vv selon le processus Clone-DRAGON. On présente ici à titre d'exemple celle de la méthode W_vv.

2- Méthode W_vv

```

%%%%%%%%%%
On reprend les mêmes données DROGON
JPTrip=[...]; % courant sortant TRIPOLI
JMTrip=[...]; % courant entrant TRIPOLI
% Initialisation des donnees
I(:, :, 1)=eye(3);
I(:, :, 2)=eye(3);
ALPHA=1.00000000E-05;
BETA=5.00000000E-05;
GAMMA=5.00000000E-05;
PHI0=ones(3,2);
PHI=PHI0;
K=1;
KOLD=K;
JM=JMTrip;
JP=ones(4,2);
ERRK=1;
ERR1PHI=1;
MAXIT=5000;
iterout=0;
QSD=zeros(3,2);
QSU=zeros(3,2);
% clcul des matrices de probabilites de collision modifiees
PVVC=PVV; % VOID
for i=1:ngrp
    WVV(:, :, i)=inv(I(:, :, i)-PVVC(:, :, i)*(diag(sigs(:, i))))*PVVC(:, :, i);
end

```

```

for i=1:ngrp
    WVS(:, :, i)=inv(I(:, :, i)-PVVC(:, :, i)*(diag(sigs(:, i))))*PVS(:, :, i);
end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
%   initialisation des sources
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

Source=zeros(3,2);
Qtot=zeros(3,ifis);
oldbil=0;
bil1=0;
bil2=0;
Qf=zeros(3,2);
TRELER=0;
IALLCV=2;
IGCONV=[0 0];
% Calcul du bilan due a la source initiale
for i=1:ngrp
    for j=1:nreg
        oldbil=oldbil+VOL(j)*Source(j,i);
    end
end
oldbil;
% Calcul de la source de fission
for i=1:ngrp
    SIGF=NUSIGF(:,i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis
            Qtot(j,k)=Qtot(j,k)+PHI(j,i)*SIGF(j,k);
        end
    end
end
end
Qtot;
% Calcul des bilans
for i=1:ngrp
    CHIF=CHI(:,i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis

```

```

        bil1=bil1+VOL(j)*Qtot(j,k)*CHIF(j,k);
    end
end
end
bil1;

for i=1:ngrp
    SIGT=sigm(:,i);
    XSCT=XSCAT(:, :, i);
    for j=1:nreg
        bil2=bil2+VOL(j)*PHI(j,i)*SIGT(j);
    end
    for k=1:nreg
        for l=1:ngrp
            bil2=bil2-(VOL(k)*PHI(k,l)*XSCT(k,l));
        end
    end
end
end
bil2;
% Calcul du Keff
K=bil1/bil2;
% Calcul du facteur de normalisation de la source
FACT1=1/bil1;
FACT2=FACT1*bil2;
% Calcul de la source normalisee
for i=1:ngrp
    for j=1:nreg
        Qf(j,i)=Qf(j,i)+Qtot(j)*CHI(j,i)*FACT2;
    end
end
end
Qf;
% Initialisation de la source
Source=Qf;
% Calcul de l'erreur sur le K
if iterout==0
    OUTCONV=1;
else

```

```

    OUTCONV=abs (K-KOLD) /K;
end
OUTCONV;
% Initialisation des donnees
OUTCONVK=1;
OUTCONVPHI=1;
TMPHI=1;
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% debut de l'iteration externe
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
while ((OUTCONVK > ALPHA) etet (OUTCONVPHI > BETA*TMPHI)) etet (iterout <
MAXIT)
    iterout=iterout+1;
    iterin=0;
    INCONV=1;
    RELFLX=0;
    PHI;
    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    % debut de l'iteration interne
    %%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
    while (INCONV > GAMMA) etet (iterin < MAXIT)
        iterin=iterin+1;
        for i=1:ngrp
            WV=WVV(:, :, i);
            WS=WVS(:, :, i);
            GDPHI=0;
            GMPHI=0;
            % Initialisation de la source et du flux
            for j=1:nreg
                Sourc(j,i)=Source(j,i);
                Sourcc(j,i)=Source(j,i);
                PHIold(j,i)=PHI(j,i);
            end
            Sourc;
            PHIold;
            SIGM=sigs(:, i);
            XSCT=XSCAT(:, :, i);
            % Calcul de la source

```



```

for j=1:nreg
    for k=1:ngrp
        if k~=i
            Sourc(j,i)=Sourc(j,i)+XSCT(j,k)*PHI(j,k);
        end
    end
end
Sourc;
% Initialisation du flux
for j=1:nreg
    PHI(j,i)=0;
end
PHI;
% Calcul du flux
for j=1:nreg
    for k=1:nreg
        PHI(j,i)=PHI(j,i)+(WV(j,k)*Sourc(k,i));
    end
end
PHI;
for l=1:nsurf
    PHI(:,i)=PHI(:,i)+WS(:,l)*JM(l,i);
end
PHI;
% Calcul de la source pour les courants
for j=1:nreg
    for k=1:ngrp
        Sourcc(j,i)=Sourcc(j,i)+XSCT(j,k)*PHI(j,k);
    end
end
Sourcc;
% Calcul du courant sortant
JP(:,i)=PSS(:,i)*JM(:,i)+PSV(:,i)*Sourcc(:,i);
GAMA=(sum(sum(JP))/sum(sum(JM)))*(sum(sum(JMTrip))/sum(sum(JPTrip)));
JM=JM*GAMA;
% calcul de l'erreur sur le flux
for j=1:nreg

```

```

        GDPHI=max(abs(PHI(j,i)-PHIold(j,i)),GDPHI);
        GMPHI=max(PHI(j,i),GMPHI);

    end

    GDPHI;

    GMPHI;

    INCONV=GDPHI/GMPHI;

end

end

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% fin de l'iteration interne
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Initialisation du K
KOLD=K;

% Calcul du bilan due a la source initiale
for i=1:ngrp
    for j=1:nreg
        oldbil=oldbil+VOL(j)*Source(j,i);
    end
end
oldbil;

% Initialisation des donnees
Qtot=zeros(3,ifis);
bil1=0;
bil2=0;
Qf=zeros(3,2);

% Calcul de la source de fission
for i=1:ngrp
    SIGF=NUSIGF(:,i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis
            Qtot(j,k)=Qtot(j,k)+PHI(j,i)*SIGF(j,k);
        end
    end
end

end

Qtot;

% Calcul des bilans de neutron
for i=1:ngrp

```

```

CHIF=CHI(:,i);
for j=1:nreg
    for k=1:ifis
        bil1=bil1+VOL(j)*Qtot(j,k)*CHIF(j,k);
    end
end
end
bil1;
for i=1:ngrp
    SIGT=sigm(:,i);
    XSCT=XSCAT(:, :, i);
    for j=1:nreg
        bil2=bil2+VOL(j)*PHI(j,i)*SIGT(j);
    end
    for k=1:nreg
        for l=1:ngrp
            bil2=bil2-(VOL(k)*PHI(k,l)*XSCT(k,l));
        end
    end
end
end
bil2;
% Calcul de du Keff
K=bil1/bil2;
% Calcul de du facteur de normalisation de la source
FACT1=1/bil1;
FACT2=FACT1*bil2;
% Calcul de la source de fission normalisee
for i=1:ngrp
    for j=1:nreg
        Qf(j,i)=Qf(j,i)+Qtot(j)*CHI(j,i)*FACT2;
    end
end
end
% Initialisation de la source
Source=Qf;
% Calcul de l'erreur sur le K
if iterout==0
    OUTCONV=1;

```

```

else
    OUTCONVK=abs (K-KOLD) /K;
end
OUTCONVK;
% Verification de la convergence du flux
if OUTCONVK < ALPHA
    TDPHI=0;
    TMPHI=0;
    PHI;
    PHIold;
    for i=1:ngrp
        for j=1:nreg
            TDPHI=max(abs (PHI (j,i)-PHIold(j,i)),TDPHI);
            TMPHI=max (PHI (j,i),TMPHI);
            TD(j,i)=TDPHI;
            TM(j,i)=TMPHI;
        end
    end
    TD;
    TM;
    TDPHI;
    TMPHI;
    OUTCONVPHI=TDPHI;
    OUTCONVPHI;
    % Calcul de l'erreur sur le flux
    if TMPHI > 0
        RELFLX=max (RELFLX,TDPHI/TMPHI);
    end
    RELFLX;
end
% Calcul du nombre d'iteration
nbiterout=iterout;
nbiterin=iterin;
NBITER(1,nbiterout)=nbiterout;
NBITER(2,nbiterout)=nbiterin;
%fprintf('\nFin de l''iteration externe no.      : %d\n',iterout);
end

```

```

% Normalisation du flux
for i=1:3
    for j=1:2
        VPHI(i,j)=PHI(i,j)*VOL(i);
    end
end
FIStot=0;
for i=1:ngrp
    SIGF=NUSIGF(:,i);
    for j=1:nreg
        for k=1:ifis
            Qt=VPHI(j,i)*SIGF(j,k);
            FIStot=FIStot+Qt;
        end
    end
end
FIStot;
% Calcul du flux integre
for i=1:3
    for j=1:2
        PHIint(i,j)=VPHI(i,j)/FIStot;
    end
end
% Calcul du flux moyen
for i=1:3
    for j=1:2
        PHImoy(i,j)=PHIint(i,j)/VOL(i);
    end
end

for i=1:nbiterout
    NBITER(:,i)=NBITER(:,i);
end
fprintf('\n@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@@\n');
fprintf('~~~~~\n');
fprintf('Methode : Calcul JDRG2 - CLONDGR avec WV\n');
fprintf('~~~~~\n');

```

[illegible]

ANNEXE D - Étude comparative TRIPOLI/Dragon

- Effet du type de la bibliothèque :

Tableau D.1 : Calcul d'une cellule MOX à géométrie simple

		CELL MOX Simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,095406E+00	1,097370E+00	1,096822E+00	1,098810E+00
	KCOLL	1,095415E+00	1,097312E+00	1,096788E+00	1,098728E+00
	KTRACK	1,095330E+00	1,097382E+00	1,096838E+00	1,098675E+00
	MACRO KCOLL	1,095382E+00	1,097355E+00	1,096806E+00	1,098635E+00
DRAG 172 groupes		1,09557857E+00	1,09744825E+00	1,10216077E+00	1,10398199E+00
Écart (mk) TRIP/DRAG	KSTEP	-1,73E-01	-7,83E-02	-5,34E+00	-5,17E+00
	KCOLL	-1,64E-01	-1,36E-01	-5,37E+00	-5,25E+00
	KTRACK	-2,49E-01	-6,62E-02	-5,32E+00	-5,31E+00
	MACRO KCOLL	-1,97E-01	-9,32E-02	-5,35E+00	-5,35E+00
Écart (mk) TRIP ENDF/JEF	KSTEP	-1,96E+00		-1,99E+00	
	KCOLL	-1,90E+00		-1,94E+00	
	KTRACK	-2,05E+00		-1,84E+00	
	MACRO KCOLL	-1,97E+00		-1,83E+00	
Écart (mk) DRAG ENDF/JEF		-1,87E+00		-1,82E+00	

Tableau D.2 : Calcul d'une cellule MOX à géométrie fine

		CELL MOX fine			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,095377E+00	1,097170E+00	1,096579E+00	1,098699E+00
	KCOLL	1,095399E+00	1,097205E+00	1,096623E+00	1,098652E+00
	KTRACK	1,095361E+00	1,097154E+00	1,096679E+00	1,098819E+00
	MACRO KCOLL	1,095476E+00	1,097272E+00	1,096619E+00	1,098587E+00
DRAG 172 groupes		1,09604430E+00	1,09788629E+00	1,09773827E+00	1,09952439E+00
Écart (mk) TRIP/DRAG	KSTEP	-6,67E-01	-7,16E-01	-1,16E+00	-8,25E-01
	KCOLL	-6,45E-01	-6,81E-01	-1,12E+00	-8,72E-01
	KTRACK	-6,83E-01	-7,32E-01	-1,06E+00	-7,05E-01
	MACRO KCOLL	-5,68E-01	-6,14E-01	-1,12E+00	-9,37E-01
Écart (mk) TRIP ENDF/JEF	KSTEP	-1,79E+00		-2,12E+00	
	KCOLL	-1,81E+00		-2,03E+00	
	KTRACK	-1,79E+00		-2,14E+00	
	MACRO KCOLL	-1,80E+00		-1,97E+00	
Écart (mk) DRAG ENDF/JEF		-1,84E+00		-1,79E+00	

Tableau D.3 : Calcul d'une cellule UOX à géométrie simple

		CELL UOX simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,252608E+00	1,256434E+00	1,254844E+00	1,259107E+00
	KCOLL	1,252589E+00	1,256459E+00	1,254858E+00	1,259063E+00
	KTRACK	1,252621E+00	1,256630E+00	1,254482E+00	1,259022E+00
	MACRO KCOLL	1,252563E+00	1,256539E+00	1,254702E+00	1,258868E+00
DRAG 172 groupes		1,25768799E+00	1,26290166E+00	1,26259080E+00	1,26780764E+00
Écart (mk) TRIP/DRAG	KSTEP	-5,08E+00	-6,47E+00	-7,75E+00	-8,70E+00
	KCOLL	-5,10E+00	-6,44E+00	-7,73E+00	-8,74E+00
	KTRACK	-5,07E+00	-6,27E+00	-8,11E+00	-8,79E+00
	MACRO KCOLL	-5,12E+00	-6,36E+00	-7,89E+00	-8,94E+00
Écart (mk) TRIP ENDF/JEF	KSTEP	-3,83E+00		-4,26E+00	
	KCOLL	-3,87E+00		-4,21E+00	
	KTRACK	-4,01E+00		-4,54E+00	
	MACRO KCOLL	-3,98E+00		-4,17E+00	
Écart (mk) DRAG ENDF/JEF		-5,21E+00		-5,22E+00	

Tableau D.4 : Calcul d'une cellule UOX à géométrie fine

		CELL UOX fine			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,252564E+00	1,256593E+00	1,255057E+00	1,259061E+00
	KCOLL	1,252514E+00	1,256569E+00	1,255140E+00	1,259038E+00
	KTRACK	1,252443E+00	1,256260E+00	1,255044E+00	1,258772E+00
	MACRO KCOLL	1,252415E+00	1,256492E+00	1,255018E+00	1,258897E+00
DRAG 172 groupes		1,25730501E+00	1,26248688E+00	1,25723449E+00	1,26240298E+00
Écart (mk) TRIP/DRAG	KSTEP	-4,74E+00	-5,89E+00	-2,18E+00	-3,34E+00
	KCOLL	-4,79E+00	-5,92E+00	-2,09E+00	-3,36E+00
	KTRACK	-4,86E+00	-6,23E+00	-2,19E+00	-3,63E+00
	MACRO KCOLL	-4,89E+00	-5,99E+00	-2,22E+00	-3,51E+00
Écart (mk) TRIP ENDF/JEF	KSTEP	-4,03E+00		-4,00E+00	
	KCOLL	-4,06E+00		-3,90E+00	
	KTRACK	-3,82E+00		-3,73E+00	
	MACRO KCOLL	-4,08E+00		-3,88E+00	
Écart (mk) DRAG ENDF/JEF		-5,18E+00		-5,17E+00	

Tableau D.5 : Calcul d'assemblage 2x1 à géométrie simple

		Assb 21 simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,167778E+00	1,170712E+00	1,168008E+00	1,171073E+00
	KCOLL	1,167762E+00	1,170674E+00	1,168036E+00	1,171067E+00
	KTRACK	1,167893E+00	1,170549E+00	1,167932E+00	1,171124E+00
	MACRO KCOLL	1,167840E+00	1,170601E+00	1,168100E+00	1,171014E+00
DRAG 172 groupes		1,16504958E+00	1,16851541E+00	1,16801413E+00	1,17144141E+00
Écart (mk) TRIP/DRAG	KSTEP	2,73E+00	2,20E+00	-6,13E-03	-3,68E-01
	KCOLL	2,71E+00	2,16E+00	2,19E-02	-3,74E-01
	KTRACK	2,84E+00	2,03E+00	-8,21E-02	-3,17E-01
	MACRO KCOLL	2,79E+00	2,09E+00	8,59E-02	-4,27E-01
Écart (mk) TRIP ENDF/JEF	KSTEP	-2,93E+00		-3,07E+00	
	KCOLL	-2,91E+00		-3,03E+00	
	KTRACK	-2,66E+00		-3,19E+00	
	MACRO KCOLL	-2,76E+00		-2,91E+00	
Écart (mk) DRAG ENDF/JEF		-3,47E+00		-3,43E+00	

Tableau D.6 : Calcul d'assemblage 2x1 à géométrie simple

		Assb 21 fine			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,167796E+00	1,170573E+00	1,168109E+00	1,171082E+00
	KCOLL	1,167774E+00	1,170636E+00	1,168135E+00	1,171056E+00
	KTRACK	1,167532E+00	1,171031E+00	1,168397E+00	1,171074E+00
	MACRO KCOLL	1,167722E+00	1,170864E+00	1,168181E+00	1,171145E+00
DRAG 172 groupes		1,16504213E+00	1,16848651E+00	1,16660305E+00	1,17003329E+00
Écart (mk) TRIP/DRAG	KSTEP	2,75E+00	2,09E+00	1,51E+00	1,05E+00
	KCOLL	2,73E+00	2,15E+00	1,53E+00	1,02E+00
	KTRACK	2,49E+00	2,54E+00	1,79E+00	1,04E+00
	MACRO KCOLL	2,68E+00	2,38E+00	1,58E+00	1,11E+00
Écart (mk) TRIP ENDF/JEF	KSTEP	-2,78E+00		-2,97E+00	
	KCOLL	-2,86E+00		-2,92E+00	
	KTRACK	-3,50E+00		-2,68E+00	
	MACRO KCOLL	-3,14E+00		-2,96E+00	
Écart (mk) DRAG ENDF/JEF		-3,44E+00		-3,43E+00	

Tableau D.7 : Calcul d'assemblage 4x4 à géométrie simple

		Assb 44 simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,153577E+00	1,156209E+00	1,154961E+00	1,157587E+00
	KCOLL	1,153624E+00	1,156139E+00	1,154970E+00	1,157603E+00
	KTRACK	1,153721E+00	1,156191E+00	1,154871E+00	1,157465E+00
	MACRO KCOLL	1,153618E+00	1,156133E+00	1,154838E+00	1,157609E+00
DRAG 172 groupes		1,15379146E+00	1,15688103E+00	1,15379981E+00	1,15688939E+00
Écart (mk) TRIP/DRAG	KSTEP	-2,14E-01	-6,72E-01	1,16E+00	6,98E-01
	KCOLL	-1,67E-01	-7,42E-01	1,17E+00	7,14E-01
	KTRACK	-7,05E-02	-6,90E-01	1,07E+00	5,76E-01
	MACRO KCOLL	-1,73E-01	-7,48E-01	1,04E+00	7,20E-01
Écart (mk) TRIP ENDF/JEF	KSTEP	-2,63E+00		-2,63E+00	
	KCOLL	-2,52E+00		-2,63E+00	
	KTRACK	-2,47E+00		-2,59E+00	
	MACRO KCOLL	-2,52E+00		-2,77E+00	
Écart (mk) DRAG ENDF/JEF		-3,09E+00		-3,09E+00	

- Effet de la discrétisation énergétique :

Tableau D.8 : Calcul de cellule MOX à géométrie simple

		CELL MOX Simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,095406E+00	1,097370E+00	1,096822E+00	1,098810E+00
	KCOLL	1,095415E+00	1,097312E+00	1,096788E+00	1,098728E+00
	KTRACK	1,095330E+00	1,097382E+00	1,096838E+00	1,098675E+00
	MACRO KCOLL	1,095382E+00	1,097355E+00	1,096806E+00	1,098635E+00
DRAG	172	1,09557857E+00	1,09744825E+00	1,10216077E+00	1,10398199E+00
	172-2	1,09584817E+00	1,09772419E+00	1,10230587E+00	1,10413453E+00
	69	1,09426451E+00	1,09564914E+00	1,09889909E+00	1,10025388E+00
	69-2	1,09457881E+00	1,09596822E+00	1,09913763E+00	1,10049696E+00
Écart (mk) 172g	KSTEP	-1,73E-01	-7,83E-02	-5,34E+00	-5,17E+00
	KCOLL	-1,64E-01	-1,36E-01	-5,37E+00	-5,25E+00
	KTRACK	-2,49E-01	-6,62E-02	-5,32E+00	-5,31E+00
	MACRO KCOLL	-1,97E-01	-9,32E-02	-5,35E+00	-5,35E+00
Écart (mk) 172-2g	KSTEP	-4,42E-01	-3,54E-01	-5,48E+00	-5,32E+00
	KCOLL	-4,33E-01	-4,12E-01	-5,52E+00	-5,41E+00
	KTRACK	-5,18E-01	-3,42E-01	-5,47E+00	-5,46E+00
	MACRO KCOLL	-4,66E-01	-3,69E-01	-5,50E+00	-5,50E+00

Écart (mk) 69g	KSTEP	1,14E+00	1,72E+00	-2,08E+00	-1,44E+00
	KCOLL	1,15E+00	1,66E+00	-2,11E+00	-1,53E+00
	KTRACK	1,07E+00	1,73E+00	-2,06E+00	-1,58E+00
	MACRO KCOLL	1,12E+00	1,71E+00	-2,09E+00	-1,62E+00
Écart (mk) 69-2g	KSTEP	8,27E-01	1,40E+00	-2,32E+00	-1,69E+00
	KCOLL	8,36E-01	1,34E+00	-2,35E+00	-1,77E+00
	KTRACK	7,51E-01	1,41E+00	-2,30E+00	-1,82E+00
	MACRO KCOLL	8,03E-01	1,39E+00	-2,33E+00	-1,86E+00

Tableau D.9 : Calcul de cellule MOX à géométrie fine

		CELL MOX Fine			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,095377E+00	1,097170E+00	1,096579E+00	1,098699E+00
	KCOLL	1,095399E+00	1,097205E+00	1,096623E+00	1,098652E+00
	KTRACK	1,095361E+00	1,097154E+00	1,096679E+00	1,098819E+00
	MACRO KCOLL	1,095476E+00	1,097272E+00	1,096619E+00	1,098587E+00
DRAG	172	1,09604430E+00	1,09788629E+00	1,09773827E+00	1,09952439E+00
	172-2	1,09636752E+00	1,09822075E+00	1,09793326E+00	1,09973155E+00
	69	1,09452536E+00	1,09588649E+00	1,09394460E+00	1,09526391E+00
	69-2	1,09489596E+00	1,09626575E+00	1,09424020E+00	1,09556777E+00
Écart (mk) 172g	KSTEP	-6,67E-01	-7,16E-01	-1,16E+00	-8,25E-01
	KCOLL	-6,45E-01	-6,81E-01	-1,12E+00	-8,72E-01
	KTRACK	-6,83E-01	-7,32E-01	-1,06E+00	-7,05E-01
	MACRO KCOLL	-5,68E-01	-6,14E-01	-1,12E+00	-9,37E-01
Écart (mk) 172-2g	KSTEP	-9,91E-01	-1,05E+00	-1,35E+00	-1,03E+00
	KCOLL	-9,69E-01	-1,02E+00	-1,31E+00	-1,08E+00
	KTRACK	-1,01E+00	-1,07E+00	-1,25E+00	-9,13E-01
	MACRO KCOLL	-8,92E-01	-9,49E-01	-1,31E+00	-1,14E+00
Écart (mk) 69g	KSTEP	8,52E-01	1,28E+00	2,63E+00	3,44E+00
	KCOLL	8,74E-01	1,32E+00	2,68E+00	3,39E+00
	KTRACK	8,36E-01	1,27E+00	2,73E+00	3,56E+00
	MACRO KCOLL	9,51E-01	1,39E+00	2,67E+00	3,32E+00
Écart (mk) 69-2g	KSTEP	4,81E-01	9,04E-01	2,34E+00	3,13E+00
	KCOLL	5,03E-01	9,39E-01	2,38E+00	3,08E+00
	KTRACK	4,65E-01	8,88E-01	2,44E+00	3,25E+00
	MACRO KCOLL	5,80E-01	1,01E+00	2,38E+00	3,02E+00

Tableau D.10 : Calcul de cellule UOX à géométrie simple

		CELL UOX Simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,252608E+00	1,256434E+00	1,254844E+00	1,259107E+00
	KCOLL	1,252589E+00	1,256459E+00	1,254858E+00	1,259063E+00
	KTRACK	1,252621E+00	1,256630E+00	1,254482E+00	1,259022E+00
	MACRO KCOLL	1,252563E+00	1,256539E+00	1,254702E+00	1,258868E+00
DRAG	172	1,25768799E+00	1,26290166E+00	1,26259080E+00	1,26780764E+00
	172-2	1,25820582E+00	1,26341841E+00	1,26288724E+00	1,26810139E+00
	69	1,25569416E+00	1,26025846E+00	1,25841136E+00	1,26298614E+00
	69-2	1,25624067E+00	1,26080276E+00	1,25876882E+00	1,26333869E+00
Écart (mk) 172g	KSTEP	-5,08E+00	-6,47E+00	-7,75E+00	-8,70E+00
	KCOLL	-5,10E+00	-6,44E+00	-7,73E+00	-8,74E+00
	KTRACK	-5,07E+00	-6,27E+00	-8,11E+00	-8,79E+00
	MACRO KCOLL	-5,12E+00	-6,36E+00	-7,89E+00	-8,94E+00
Écart (mk) 172-2g	KSTEP	-5,60E+00	-6,98E+00	-8,04E+00	-8,99E+00
	KCOLL	-5,62E+00	-6,96E+00	-8,03E+00	-9,04E+00
	KTRACK	-5,58E+00	-6,79E+00	-8,41E+00	-9,08E+00
	MACRO KCOLL	-5,64E+00	-6,88E+00	-8,19E+00	-9,23E+00
Écart (mk) 69g	KSTEP	-3,09E+00	-3,82E+00	-3,57E+00	-3,88E+00
	KCOLL	-3,11E+00	-3,80E+00	-3,55E+00	-3,92E+00
	KTRACK	-3,07E+00	-3,63E+00	-3,93E+00	-3,96E+00
	MACRO KCOLL	-3,13E+00	-3,72E+00	-3,71E+00	-4,12E+00
Écart (mk) 69-2g	KSTEP	-3,63E+00	-4,37E+00	-3,92E+00	-4,23E+00
	KCOLL	-3,65E+00	-4,34E+00	-3,91E+00	-4,28E+00
	KTRACK	-3,62E+00	-4,17E+00	-4,29E+00	-4,32E+00
	MACRO KCOLL	-3,68E+00	-4,26E+00	-4,07E+00	-4,47E+00

Tableau D.11 : Calcul de cellule UOX à géométrie fine

		CELL UOX Fine			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,252564E+00	1,256593E+00	1,255057E+00	1,259061E+00
	KCOLL	1,252514E+00	1,256569E+00	1,255140E+00	1,259038E+00
	KTRACK	1,252443E+00	1,256260E+00	1,255044E+00	1,258772E+00
	MACRO KCOLL	1,252415E+00	1,256492E+00	1,255018E+00	1,258897E+00
DRAG	172	1,25730501E+00	1,26248688E+00	1,25723449E+00	1,26240298E+00
	172-2	1,25794763E+00	1,26313728E+00	1,25769417E+00	1,26286931E+00
	69	1,25510944E+00	1,25964402E+00	1,25250003E+00	1,25702412E+00

	69-2	1,25578187E+00	1,26032248E+00	1,25302475E+00	1,25755258E+00
Écart (mk) 172g	KSTEP	-4,74E+00	-5,89E+00	-2,18E+00	-3,34E+00
	KCOLL	-4,79E+00	-5,92E+00	-2,09E+00	-3,36E+00
	KTRACK	-4,86E+00	-6,23E+00	-2,19E+00	-3,63E+00
	MACRO KCOLL	-4,89E+00	-5,99E+00	-2,22E+00	-3,51E+00
Écart (mk) 172-2g	KSTEP	-5,38E+00	-7,12E-01	-7,43E+00	1,83E+00
	KCOLL	-5,43E+00	-7,36E-01	-7,35E+00	-2,18E+00
	KTRACK	-5,50E+00	-1,05E+00	-7,44E+00	-2,09E+00
	MACRO KCOLL	-5,53E+00	-8,13E-01	-7,47E+00	-2,19E+00
Écart (mk) 69g	KSTEP	-2,55E+00	-3,05E+00	2,56E+00	2,04E+00
	KCOLL	-2,60E+00	-3,08E+00	2,64E+00	2,01E+00
	KTRACK	-2,67E+00	-3,38E+00	2,54E+00	1,75E+00
	MACRO KCOLL	-2,69E+00	-3,15E+00	2,52E+00	1,87E+00
Écart (mk) 69-2g	KSTEP	-3,22E+00	-3,73E+00	2,03E+00	1,51E+00
	KCOLL	-3,27E+00	-3,75E+00	2,12E+00	1,49E+00
	KTRACK	-3,34E+00	-4,06E+00	2,02E+00	1,22E+00
	MACRO KCOLL	-3,37E+00	-3,83E+00	1,99E+00	1,34E+00

Tableau D.12 : Calcul d'assemblage 2x1 à géométrie simple

		Assemblage 2x1 Simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,167778E+00	1,170712E+00	1,168008E+00	1,171073E+00
	KCOLL	1,167762E+00	1,170674E+00	1,168036E+00	1,171067E+00
	KTRACK	1,167893E+00	1,170549E+00	1,167932E+00	1,171124E+00
	MACRO KCOLL	1,167840E+00	1,170601E+00	1,168100E+00	1,171014E+00
DRAG	172	1,16504958E+00	1,16851541E+00	1,16801413E+00	1,17144141E+00
	172-2	1,16540518E+00	1,16887595E+00	1,16831544E+00	1,17174616E+00
	69	1,16065106E+00	1,16353181E+00	1,16112291E+00	1,16398951E+00
	69-2	1,16104600E+00	1,16393026E+00	1,16151799E+00	1,16438553E+00
Écart (mk) 172g	KSTEP	2,73E+00	2,20E+00	-6,13E-03	-3,68E-01
	KCOLL	2,71E+00	2,16E+00	2,19E-02	-3,74E-01
	KTRACK	2,84E+00	2,03E+00	-8,21E-02	-3,17E-01
	MACRO KCOLL	2,79E+00	2,09E+00	8,59E-02	-4,27E-01
Écart (mk) 172-2g	KSTEP	2,37E+00	1,84E+00	-3,07E-01	-6,73E-01
	KCOLL	2,36E+00	1,80E+00	-2,79E-01	-6,79E-01
	KTRACK	2,49E+00	1,67E+00	-3,83E-01	-6,22E-01
	MACRO KCOLL	2,43E+00	1,73E+00	-2,15E-01	-7,32E-01
Écart (mk) 69g	KSTEP	7,13E+00	7,18E+00	6,89E+00	7,08E+00
	KCOLL	7,11E+00	7,14E+00	6,91E+00	7,08E+00

Écart (mk) 69-2g	KTRACK	7,24E+00	7,02E+00	6,81E+00	7,13E+00
	MACRO KCOLL	7,19E+00	7,07E+00	6,98E+00	7,02E+00
	KSTEP	6,73E+00	6,78E+00	6,49E+00	6,69E+00
	KCOLL	6,72E+00	6,74E+00	6,52E+00	6,68E+00
	KTRACK	6,85E+00	6,62E+00	6,41E+00	6,74E+00
	MACRO KCOLL	6,79E+00	6,67E+00	6,58E+00	6,63E+00

Tableau D.13 : Calcul d'assemblage 2x1 à géométrie fine

		Assemblage 2x1 Fine			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,167796E+00	1,170573E+00	1,168109E+00	1,171082E+00
	KCOLL	1,167774E+00	1,170636E+00	1,168135E+00	1,171056E+00
	KTRACK	1,167532E+00	1,171031E+00	1,168397E+00	1,171074E+00
	MACRO KCOLL	1,167722E+00	1,170864E+00	1,168181E+00	1,171145E+00
DRAG	172	1,16504213E+00	1,16848651E+00	1,16660305E+00	1,17003329E+00
	172-2	1,16550134E+00	1,16895847E+00	1,16708947E+00	1,17053250E+00
	69	1,16041901E+00	1,16328063E+00	1,15986761E+00	1,16271531E+00
	69-2	1,16091873E+00	1,16379149E+00	1,16044850E+00	1,16330626E+00
Écart (mk) 172g	KSTEP	2,75E+00	2,09E+00	1,51E+00	1,05E+00
	KCOLL	2,73E+00	2,15E+00	1,53E+00	1,02E+00
	KTRACK	2,49E+00	2,54E+00	1,79E+00	1,04E+00
	MACRO KCOLL	2,68E+00	2,38E+00	1,58E+00	1,11E+00
Écart (mk) 172-2g	KSTEP	2,29E+00	1,61E+00	1,02E+00	5,49E-01
	KCOLL	2,27E+00	1,68E+00	1,05E+00	5,24E-01
	KTRACK	2,03E+00	2,07E+00	1,31E+00	5,41E-01
	MACRO KCOLL	2,22E+00	1,91E+00	1,09E+00	6,13E-01
Écart (mk) 69g	KSTEP	7,38E+00	7,29E+00	8,24E+00	8,37E+00
	KCOLL	7,35E+00	7,36E+00	8,27E+00	8,34E+00
	KTRACK	7,11E+00	7,75E+00	8,53E+00	8,36E+00
	MACRO KCOLL	7,30E+00	7,58E+00	8,31E+00	8,43E+00
Écart (mk) 69-2g	KSTEP	6,88E+00	6,78E+00	7,66E+00	7,78E+00
	KCOLL	6,86E+00	6,84E+00	7,69E+00	7,75E+00
	KTRACK	6,61E+00	7,24E+00	7,95E+00	7,77E+00
	MACRO KCOLL	6,80E+00	7,07E+00	7,73E+00	7,84E+00

Tableau D.14 : Calcul d'assemblage 4x4 à géométrie simple

		Assemblage 4x4 Simple			
		ISOT		SPEC	
		ENDF	JEF	ENDF	JEF
TRIP	KSTEP	1,153577E+00	1,156209E+00	1,154961E+00	1,157587E+00
	KCOLL	1,153624E+00	1,156139E+00	1,154970E+00	1,157603E+00
	KTRACK	1,153721E+00	1,156191E+00	1,154871E+00	1,157465E+00
	MACRO KCOLL	1,153618E+00	1,156133E+00	1,154838E+00	1,157609E+00
DRAG	172	1,15379146E+00	1,15688103E+00	1,15379981E+00	1,15688939E+00
	172-2	1,15460638E+00	1,15769772E+00	1,15461291E+00	1,15770427E+00
	69	1,14797062E+00	1,15051534E+00	1,14798392E+00	1,15052884E+00
	69-2	1,14883610E+00	1,15138115E+00	1,14884738E+00	1,15139263E+00
Écart (mk) 172g	KSTEP	-2,14E-01	-6,72E-01	1,16E+00	6,98E-01
	KCOLL	-1,67E-01	-7,42E-01	1,17E+00	7,14E-01
	KTRACK	-7,05E-02	-6,90E-01	1,07E+00	5,76E-01
	MACRO KCOLL	-1,73E-01	-7,48E-01	1,04E+00	7,20E-01
Écart (mk) 172-2g	KSTEP	-1,03E+00	-1,49E+00	3,48E-01	-1,17E-01
	KCOLL	-9,82E-01	-1,56E+00	3,57E-01	-1,01E-01
	KTRACK	-8,85E-01	-1,51E+00	2,58E-01	-2,39E-01
	MACRO KCOLL	-9,88E-01	-1,56E+00	2,25E-01	-9,53E-02
Écart (mk) 69g	KSTEP	5,61E+00	5,69E+00	6,98E+00	7,06E+00
	KCOLL	5,65E+00	5,62E+00	6,99E+00	7,07E+00
	KTRACK	5,75E+00	5,68E+00	6,89E+00	6,94E+00
	MACRO KCOLL	5,65E+00	5,62E+00	6,85E+00	7,08E+00
Écart (mk) 69-2g	KSTEP	4,74E+00	4,83E+00	6,11E+00	6,19E+00
	KCOLL	4,79E+00	4,76E+00	6,12E+00	6,21E+00
	KTRACK	4,88E+00	4,81E+00	6,02E+00	6,07E+00
	MACRO KCOLL	4,78E+00	4,75E+00	5,99E+00	6,22E+00

- Effet des paramètres de tracking :

Tableau D.15 : Calcul de cellule MOX à géométrie simple avec ENDFB6 à 69 groupes

ENDFB6 - 69 groupes						
TRIPOLI (Continu)		DRAGON				
Estimateur	k	Module	nb.lignes- dens.lignes	ER Volu ER Surf	k	Δk (mk)
KSTEP	1,095319E+00	autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09016386E+00	5,16E+00
KCOLL	1,095344E+00			1,2856		5,18E+00
KTRACK	1,095306E+00	Transport	32-130.	0,7380		5,14E+00
MACRO KCOLL	1,095375E+00			1,3410		5,21E+00

autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09199980E+00	3,32E+00
		0,5238		3,34E+00
Transport	32-130.	0,7380		3,31E+00
		1,3410		3,38E+00
autoprotection	25-39.0	0,2806	1,09249524E+00	2,82E+00
		0,0587		2,85E+00
Transport	32-130.	0,7380		2,81E+00
		1,3410		2,88E+00
autoprotection	31-43.0	0,1086	1,09352449E+00	1,79E+00
		0,0904		1,82E+00
Transport	32-130.	0,7380		1,78E+00
		1,3410		1,85E+00
autoprotection	37-47.0	1,0704	1,09315310E+00	2,17E+00
		0,1941		2,19E+00
Transport	32-130.	0,7380		2,15E+00
		1,3410		2,22E+00
autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09019560E+00	5,12E+00
		1,2856		5,15E+00
Transport	43-190.	0,4491		5,11E+00
		2,0019		5,18E+00
autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09016950E+00	5,15E+00
		1,2856		5,17E+00
Transport	55-211.	0,3454		5,14E+00
		0,8495		5,21E+00
autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09018257E+00	5,14E+00
		1,2856		5,16E+00
Transport	73-290.	0,1707		5,12E+00
		1,1669		5,19E+00
autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09013934E+00	5,18E+00
		1,2856		5,20E+00
Transport	110-422.	0,0758		5,17E+00
		0,4097		5,24E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09203152E+00	3,29E+00
		0,5238		3,31E+00
Transport	43-190.	0,4491		3,27E+00
		2,0019		3,34E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09200548E+00	3,31E+00
		0,5238		3,34E+00
Transport	55-211.	0,3454		3,30E+00
		0,8495		3,37E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09201849E+00	3,30E+00
		0,5238		3,33E+00
Transport	73-290.	0,1707		3,29E+00
		1,1669		3,36E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09197530E+00	3,34E+00

			0,5238		3,37E+00
	Transport	110-422.	0,0758		3,33E+00
			0,4097		3,40E+00
	autoprotection	31-43.0	0,1086		1,76E+00
			0,0904		1,79E+00
	Transport	43-190.	0,4491	1,09355620E+00	1,75E+00
			2,0019		1,82E+00

Tableau D.16 : Calcul de cellule MOX à géométrie simple avec ENDFB6 à 172 groupes

ENDFB6 - 172 groupes						
TRIPOLI (Continu)		DRAGON				
Estimateur	k	Module	nb, lignes- dens.lignes	ER Volu ER Surf	k	Δk (mk)
KSTEP	1,095319E+00	autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09258319E+00	2,74E+00
KCOLL	1,095344E+00			1,2856		2,76E+00
KTRACK	1,095306E+00	Transport	32-130.	0,7380		2,72E+00
MACRO KCOLL	1,095375E+00			1,3410		2,79E+00
		autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09397880E+00	1,34E+00
				0,5238		1,37E+00
		Transport	32-130.	0,7380		1,33E+00
				1,3410		1,40E+00
		autoprotection	25-39.0	0,2806	1,09447188E+00	8,47E-01
				0,0587		8,72E-01
		Transport	32-130.	0,7380		8,34E-01
				1,3410		9,03E-01
		autoprotection	31-43.0	0,1086	1,09533870E+00	-1,97E-02
				0,0904		5,30E-03
		Transport	32-130.	0,7380		-3,27E-02
				1,3410		3,63E-02
		autoprotection	37-47.0	1,0704	1,09502816E+00	2,91E-01
				0,1941		3,16E-01
		Transport	32-130.	0,7380		2,78E-01
				1,3410		3,47E-01
		autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09262511E+00	2,69E+00
				1,2856		2,72E+00
		Transport	43-190.	0,4491		2,68E+00
				2,0019		2,75E+00
		autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09258837E+00	2,73E+00
				1,2856		2,76E+00
		Transport	55-211.	0,3454		2,72E+00
				0,8495		2,79E+00
		autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09260851E+00	2,71E+00
				1,2856		2,74E+00
		Transport	73-290.	0,1707		2,70E+00
				1,1669		2,77E+00
		autoprotection	8-15.0	0,9754	1,09255354E+00	2,77E+00

		1,2856		2,79E+00
Transport	110-422.	0,0758		2,75E+00
		0,4097		2,82E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09402049E+00	1,30E+00
		0,5238		1,32E+00
Transport	43-190.	0,4491		1,29E+00
		2,0019		1,35E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09398400E+00	1,33E+00
		0,5238		1,36E+00
Transport	55-211.	0,3454		1,32E+00
		0,8495		1,39E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09400398E+00	1,32E+00
		0,5238		1,34E+00
Transport	73-290.	0,1707		1,30E+00
		1,1669		1,37E+00
autoprotection	17-31.0	0,5549	1,09394923E+00	1,37E+00
		0,5238		1,39E+00
Transport	110-422.	0,0758		1,36E+00
		0,4097		1,43E+00
autoprotection	31-43.0	0,1086	1,09538013E+00	-6,11E-02
		0,0904		-3,61E-02
Transport	43-190.	0,4491		-7,41E-02
		2,0019		-5,13E-03

Tableau D.17 : Calcul de cellule MOX à géométrie simple avec JEF2.2 à 69 groupes

JEF2.2 - 69 groupes						
TRIPOLI (Continu)					DRAGON	
Estimateur	k	Module	nb, lignes- dens.lignes	ER Volu ER Surf	k	Δk (mk)
KSTEP	1,097170E+00	autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09149563E+00	5,67E+00
KCOLL	1,097205E+00			1,2856		5,71E+00
KTRACK	1,097154E+00	Transport	32 130.	0,7380		5,66E+00
MACRO KCOLL	1,097272E+00			1,3410		5,78E+00
		autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09334110E+00	3,83E+00
				0,5238		3,86E+00
		Transport	32 130.	0,7380		3,81E+00
				1,3410		3,93E+00
		autoprotection	25 39.0	0,2806	1,09383975E+00	3,33E+00
				0,0587		3,37E+00
		Transport	32 130.	0,7380		3,31E+00
				1,3410		3,43E+00
		autoprotection	31 43.0	0,1086	1,09487460E+00	2,30E+00
				0,0904		2,33E+00
		Transport	32 130.	0,7380		2,28E+00
				1,3410		2,40E+00
		autoprotection	37 47.0	1,0704	1,09450097E+00	2,67E+00

		0,1941		2,70E+00
Transport	32 130.	0,7380		2,65E+00
		1,3410		2,77E+00
autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09152652E+00	5,64E+00
		1,2856		5,68E+00
Transport	43 190.	0,4491		5,63E+00
		2,0019		5,75E+00
autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09150112E+00	5,67E+00
		1,2856		5,70E+00
Transport	55 211.	0,3454		5,65E+00
		0,8495		5,77E+00
autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09151380E+00	5,66E+00
		1,2856		5,69E+00
Transport	73 290.	0,1707		5,64E+00
		1,1669		5,76E+00
autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09147120E+00	5,70E+00
		1,2856		5,73E+00
Transport	110 422.	0,0758		5,68E+00
		0,4097		5,80E+00
autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09337198E+00	3,80E+00
		0,5238		3,83E+00
Transport	43 190.	0,4491		3,78E+00
		2,0019		3,90E+00
autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09334664E+00	3,82E+00
		0,5238		3,86E+00
Transport	55 211.	0,3454		3,81E+00
		0,8495		3,93E+00
autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09335926E+00	3,81E+00
		0,5238		3,85E+00
Transport	73 290.	0,1707		3,79E+00
		1,1669		3,91E+00
autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09331670E+00	3,85E+00
		0,5238		3,89E+00
Transport	110 422.	0,0758		3,84E+00
		0,4097		3,96E+00
autoprotection	31 43.0	0,1086	1,09490546E+00	2,26E+00
		0,0904		2,30E+00
Transport	43 190.			2,25E+00
				2,37E+00

Tableau D.18 : Calcul de cellule MOX à géométrie simple avec JEF2.2 à 172 groupes

JEF2.2 - 172 groupes						
TRIPOLI (Continu)				DRAGON		
Estimateur	k	Module	nb, lignes- dens.lignes	ER Volu		
				ER Surf	k	Δk (mk)

KSTEP	1,097170E+00	autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09434813E+00	2,82E+00
KCOLL	1,097205E+00			1,2856		2,86E+00
KTRACK	1,097154E+00	Transport	32 130.	0,7380		2,81E+00
MACRO KCOLL	1,097272E+00			1,3410		2,92E+00
		autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09580419E+00	1,37E+00
				0,5238		1,40E+00
		Transport	32 130.	0,7380		1,35E+00
				1,3410		1,47E+00
		autoprotection	25 39.0	0,2806	1,09629999E+00	8,70E-01
				0,0587		9,05E-01
		Transport	32 130.	0,7380		8,54E-01
				1,3410		9,72E-01
		autoprotection	31 43.0	0,1086	1,09717127E+00	-1,27E-03
				0,0904		3,37E-02
		Transport	32 130.	0,7380		-1,73E-02
				1,3410		1,01E-01
		autoprotection	37 47.0	1,0704	1,09685915E+00	3,11E-01
				0,1941		3,46E-01
		Transport	32 130.	0,7380		2,95E-01
				1,3410		4,13E-01
		autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09438907E+00	2,78E+00
				1,2856		2,82E+00
		Transport	43 190.	0,4491		2,76E+00
				2,0019		2,88E+00
		autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09435308E+00	2,82E+00
				1,2856		2,85E+00
		Transport	55 211.	0,3454		2,80E+00
				0,8495		2,92E+00
		autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09437281E+00	2,80E+00
				1,2856		2,83E+00
		Transport	73 290.	0,1707		2,78E+00
				1,1669		2,90E+00
		autoprotection	8 15.0	0,9754	1,09431860E+00	2,85E+00
				1,2856		2,89E+00
		Transport	110 422.	0,0758		2,84E+00
				0,4097		2,95E+00
		autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09584490E+00	1,33E+00
				0,5238		1,36E+00
		Transport	43 190.	0,4491		1,31E+00
				2,0019		1,43E+00
		autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09580915E+00	1,36E+00
				0,5238		1,40E+00
		Transport	55 211.	0,3454		1,34E+00
				0,8495		1,46E+00

	autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09582872E+00	1,34E+00
			0,5238		1,38E+00
	Transport	73 290.	0,1707		1,33E+00
			1,1669		1,44E+00
	autoprotection	17 31.0	0,5549	1,09577473E+00	1,40E+00
			0,5238		1,43E+00
	Transport	110 422.	0,0758		1,38E+00
			0,4097		1,50E+00
	autoprotection	31 43.0	0,1086	1,09721173E+00	-4,17E-02
			0,0904		-6,73E-03
	Transport	43 190.	0,4491		-5,77E-02
			2,0019		6,03E-02

- Effet de la discrétisation spatiale et énergétique sur les courants TRIPOLI

On donne ici les graphiques représentant l'effet de la discrétisation spatiale sur les courants TRIPOLI pour l'assemblage 2x1 MOX/UOX.

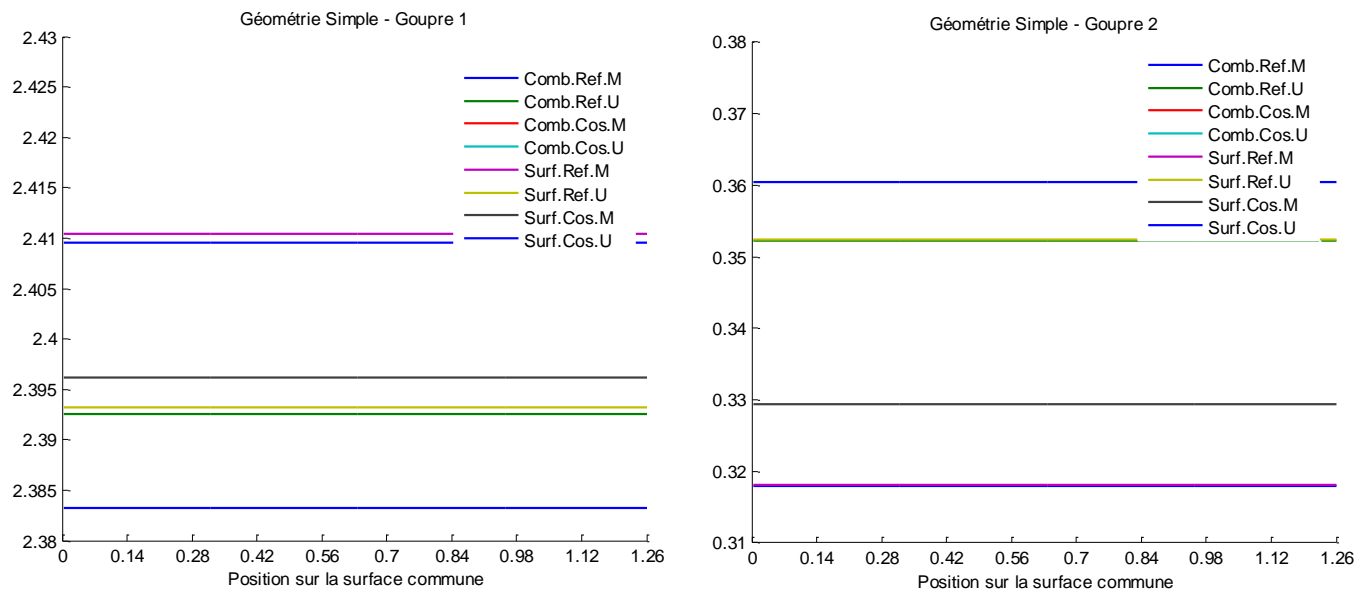


Figure D.1 : Courant entrant pour les cellules MOX (M) et UOX (U) à géométrie simple

La figure D.1 représente les courants entrants par la surface intermédiaire des cellules MOX et UOX avec les conditions de réflexion isotrope et spéculaire sur l'assemblage. La géométrie, à discrétisation simple (une seule surface par plan externe), est fait avec les deux options de TRIPOLI soit surfacique est combinatoire.

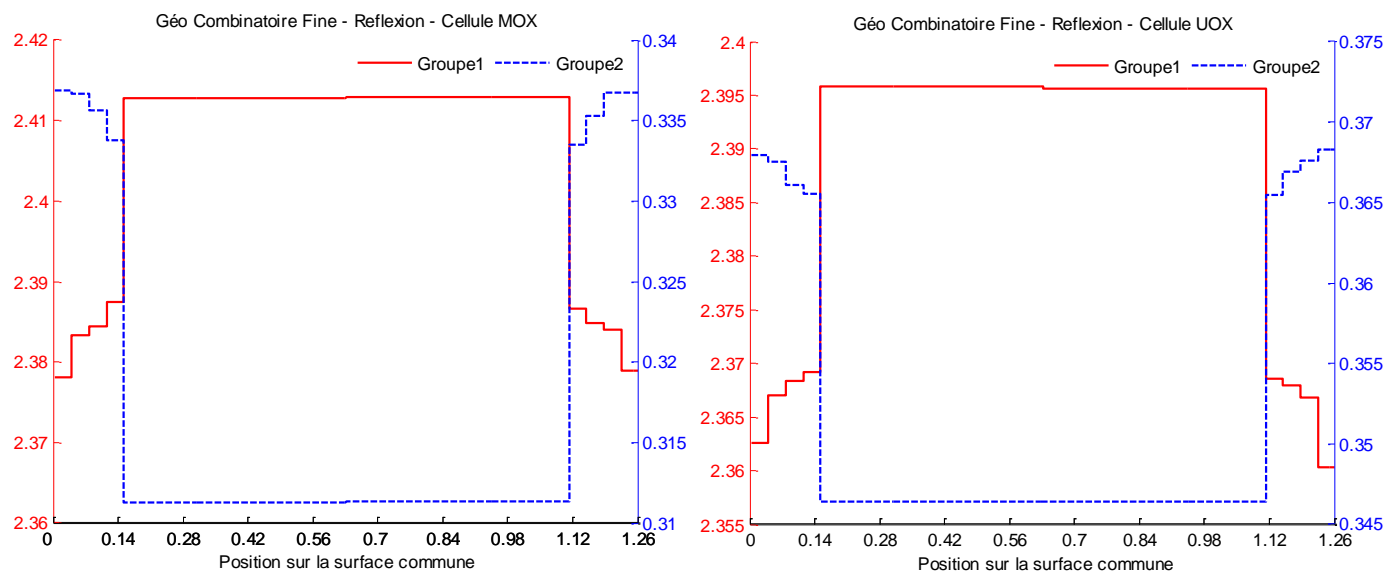


Figure D.2 : Courant entrant pour les cellules MOX et UOX à géométrie fine

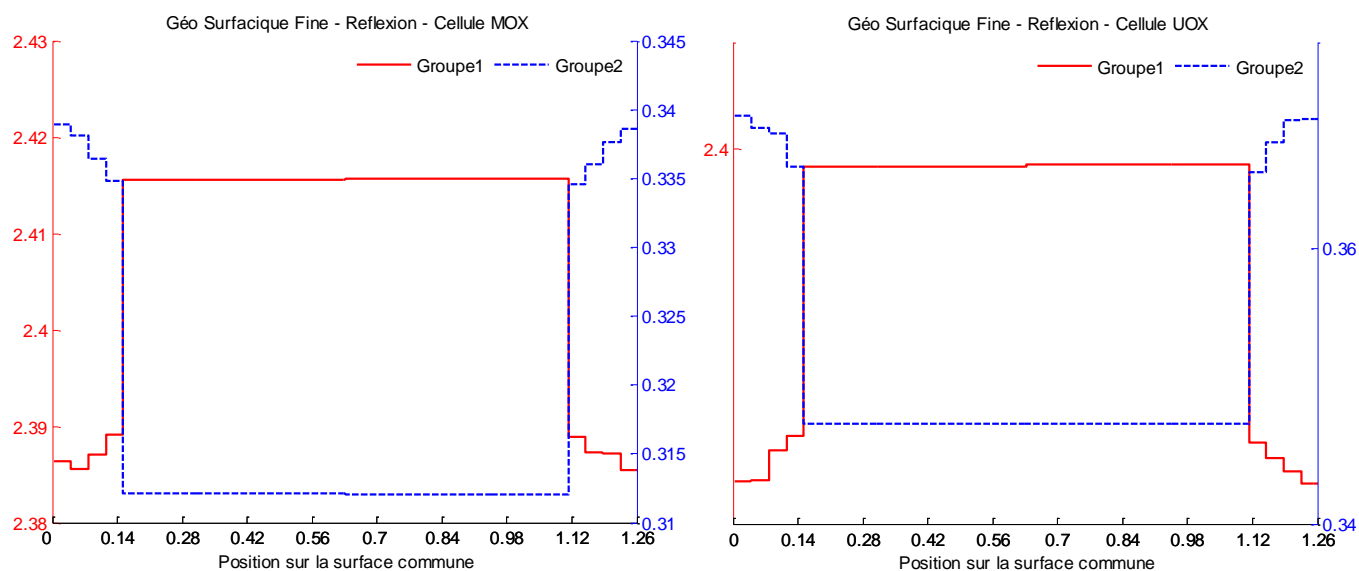


Figure D.3 : Courant entrant pour les cellules MOX et UOX à géométrie fine

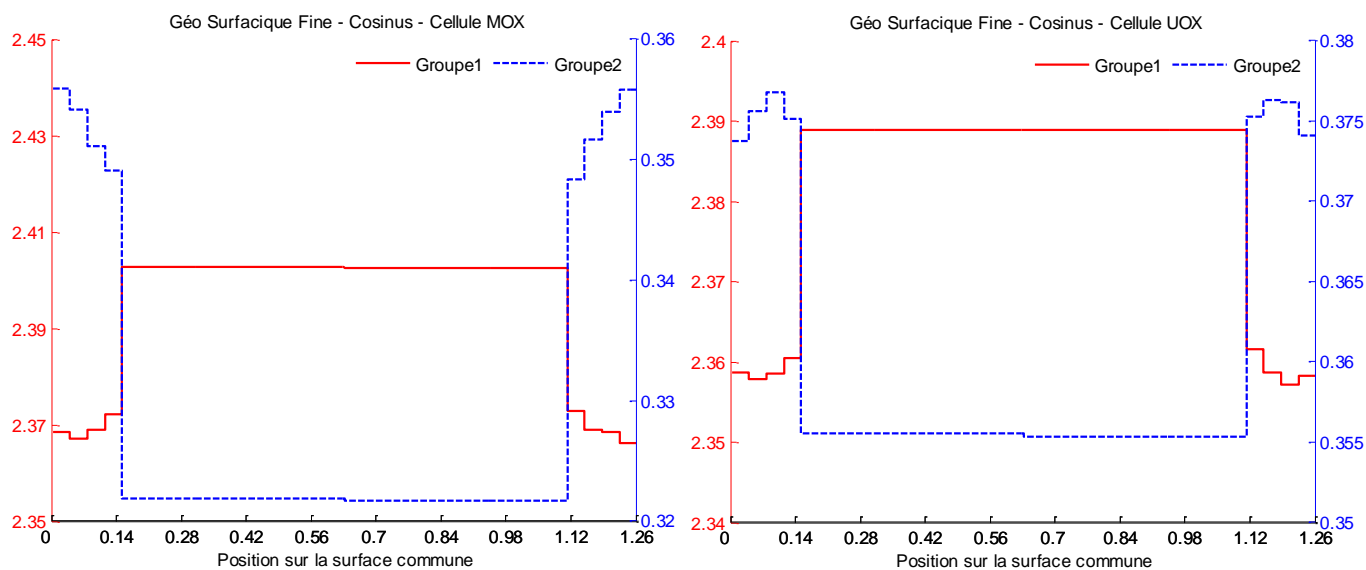


Figure D.4 : Courant entrant pour les cellules MOX et UOX à géométrie fine

Les figures D.2, D.3 et D.4 sont pour les tests à géométrie fine (dix surfaces par plan externe) de type combinatoire et surfacique et avec les conditions de réflexion isotrope et spéculaire sur l'assemblage.

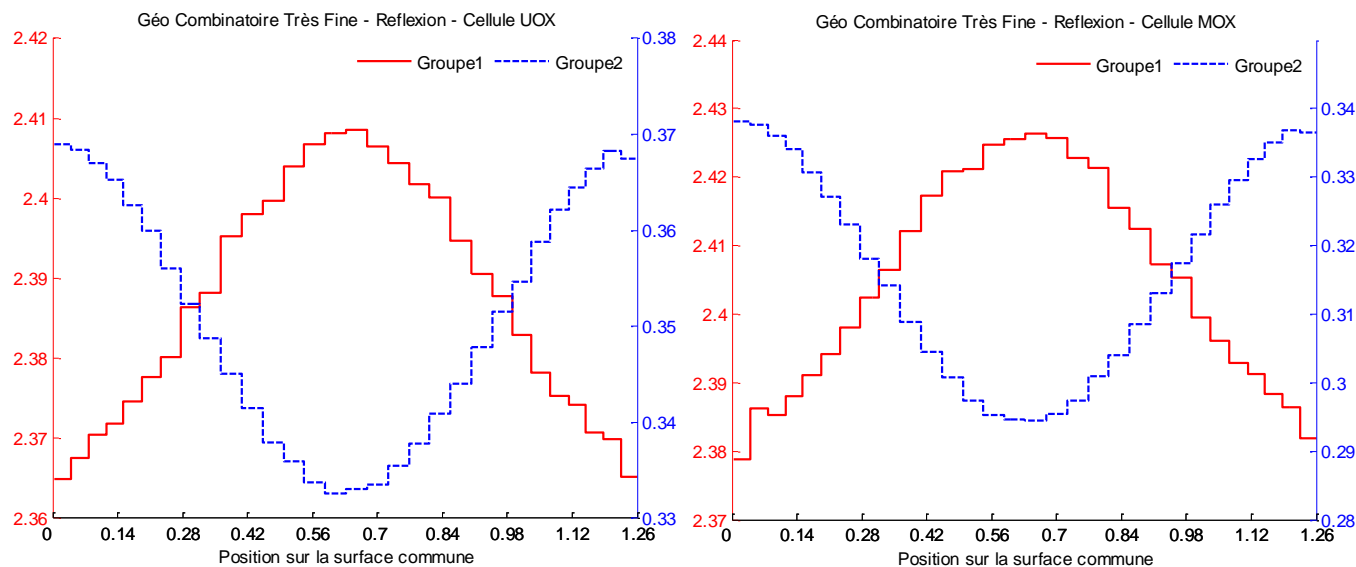


Figure D.5 : Courant entrant pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

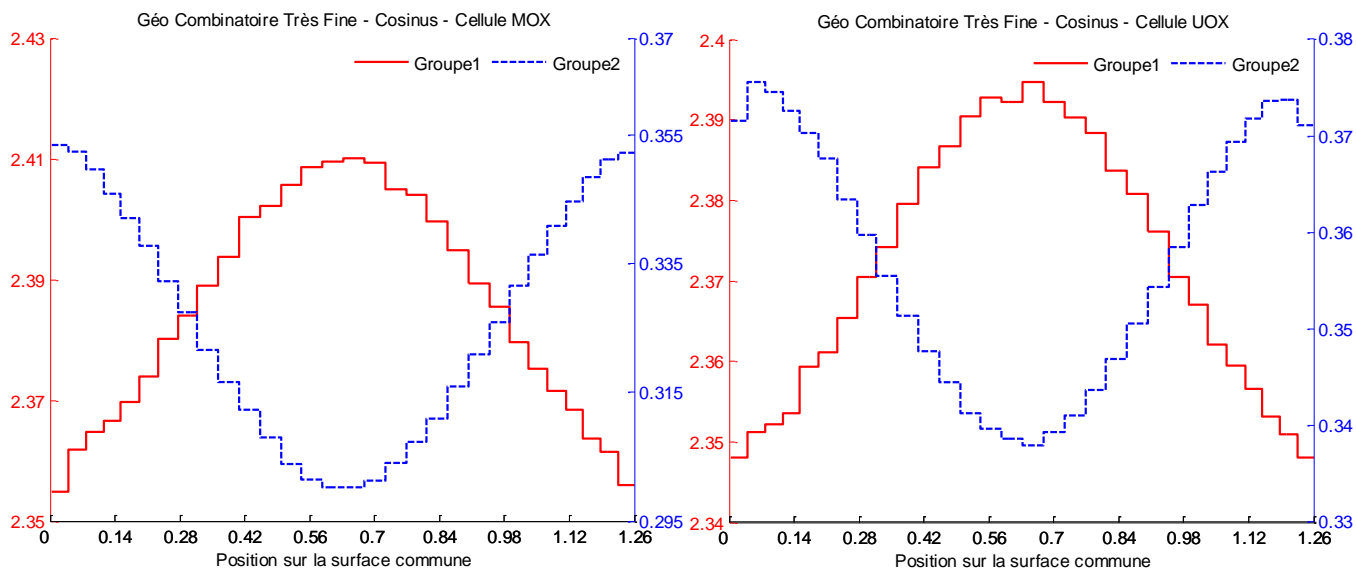


Figure D.6 : Courant entrant pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

Les figures D.5 et D.6 sont pour les tests à géométrie très fine (36 surfaces par plan externe) de type combinatoire et avec les conditions de réflexion isotrope et spéculaire sur l'assemblage.

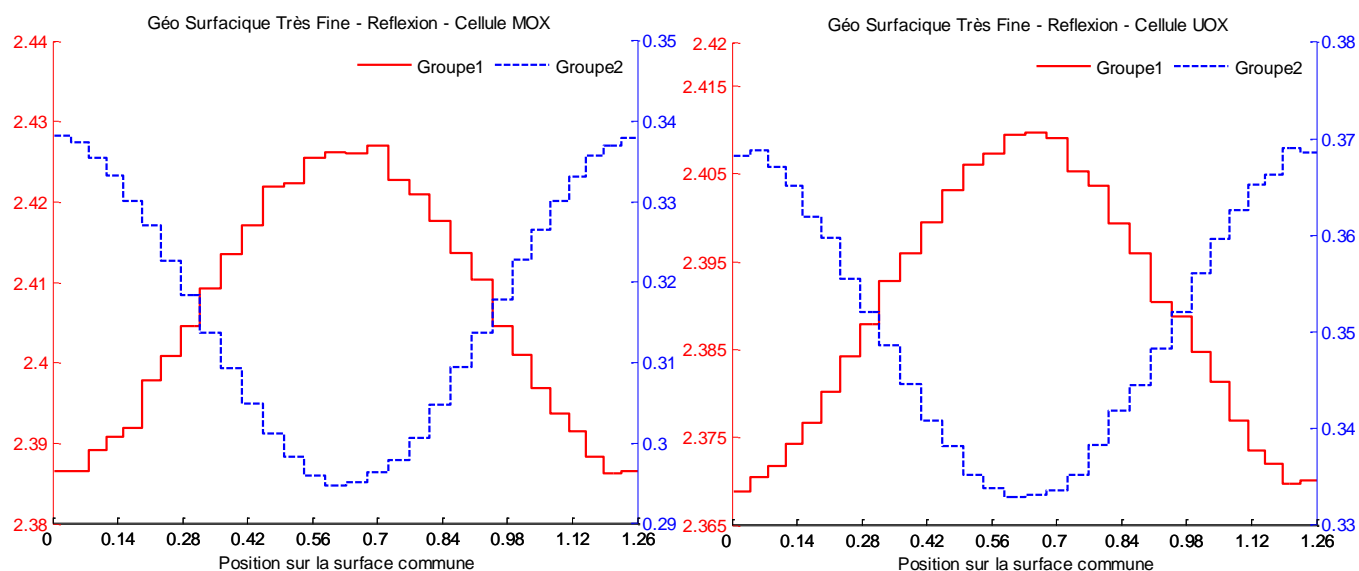


Figure D.7 : Courant entrant pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

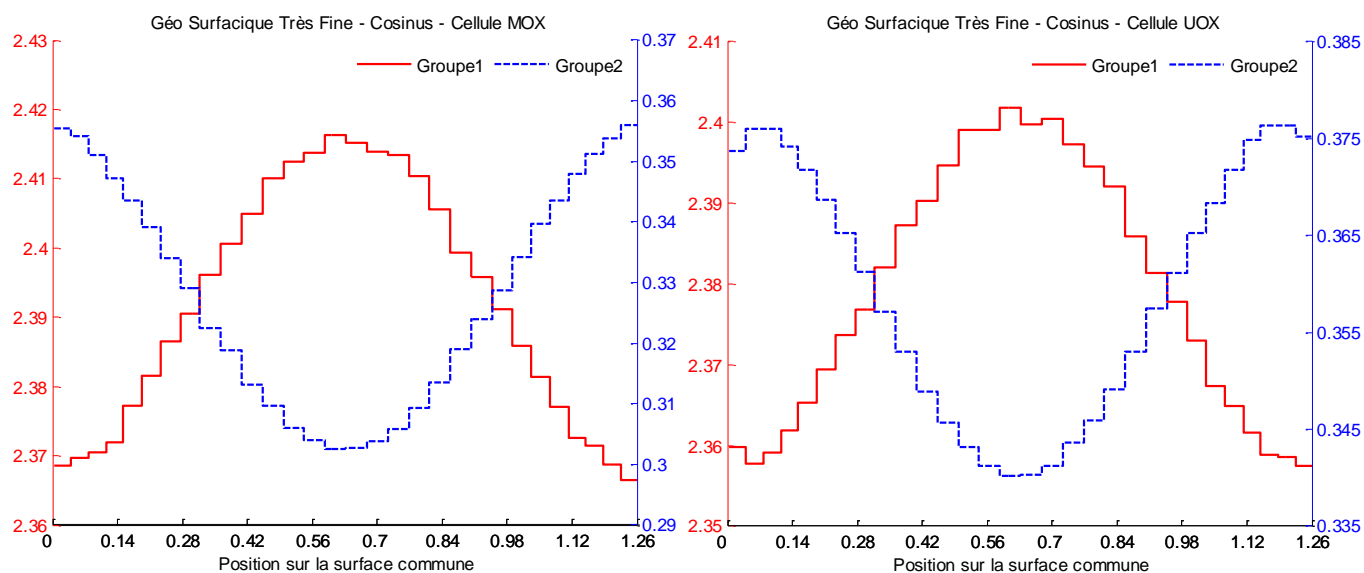


Figure D.8 : Courant entrant pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

Les figures D.7 et D.8 sont pour les tests à géométrie très fine (36 surfaces par plan externe) de type surfactive et avec les conditions de réflexion isotrope et spéculaire sur l'assemblage.

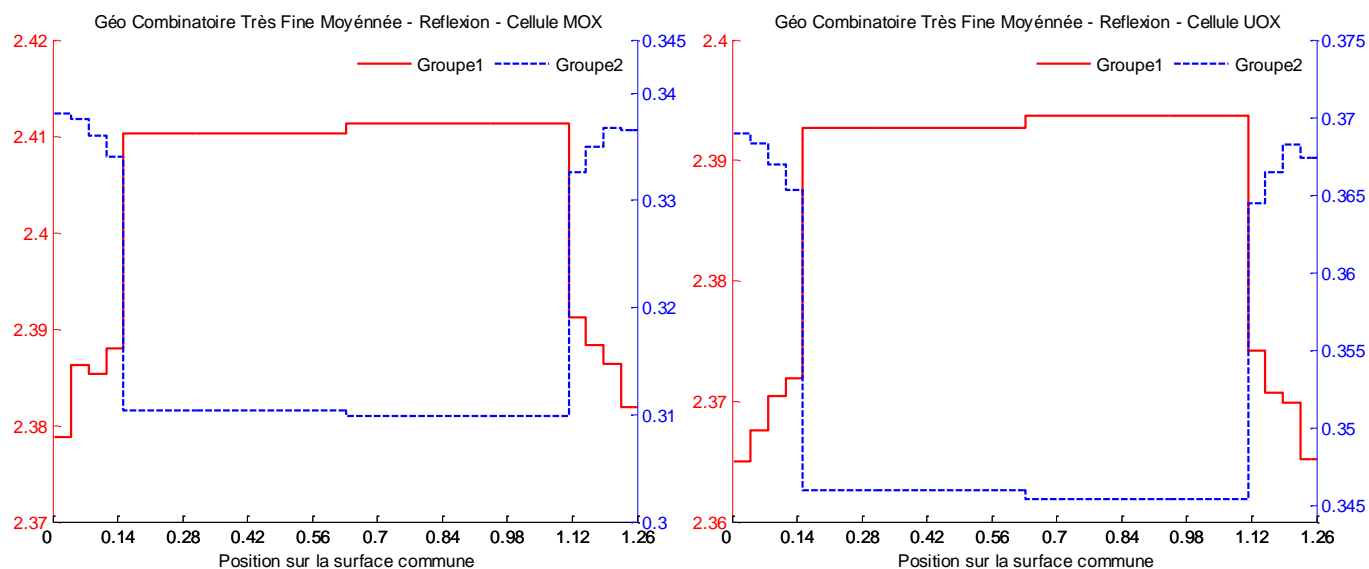


Figure D.9 : Courant entrant moyenné pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

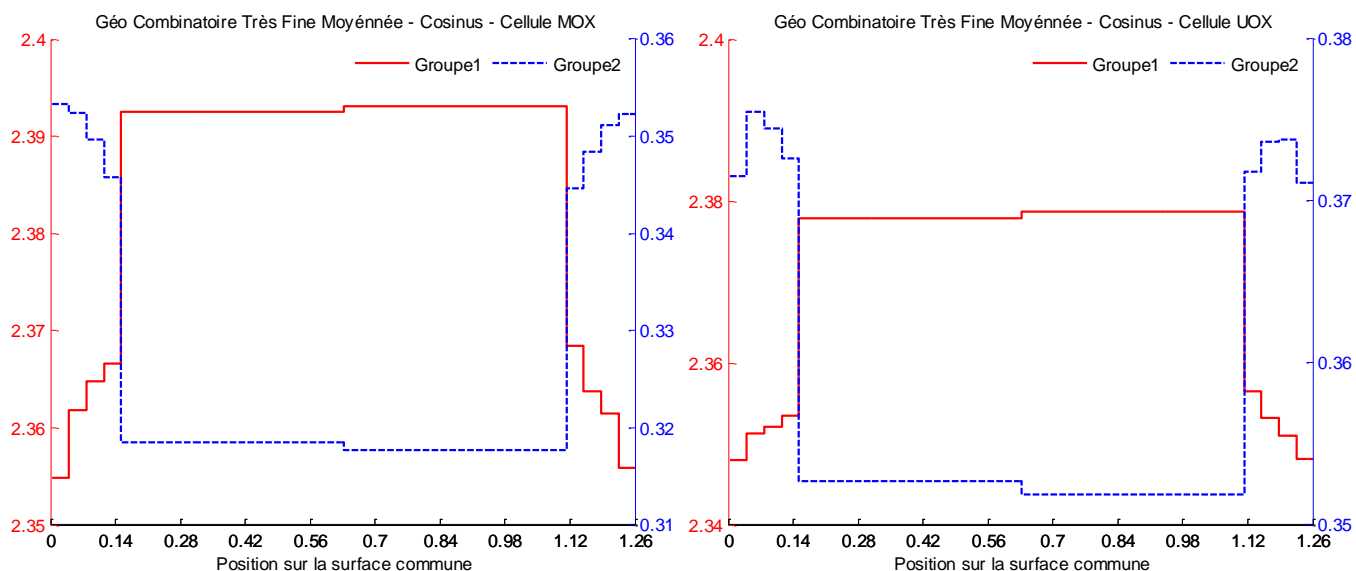


Figure D.10 : Courant entrant moyenné pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

Les figures D.9 à D.12 sont pour les tests à géométrie très fine (36 surfaces par plan externe) de type combinatoire et surfacique et avec les conditions de réflexion isotrope et spéculaire sur l'assemblage. Les courants des 28 surfaces internes sont moyennés pour les comparer à ceux de la géométrie fine.

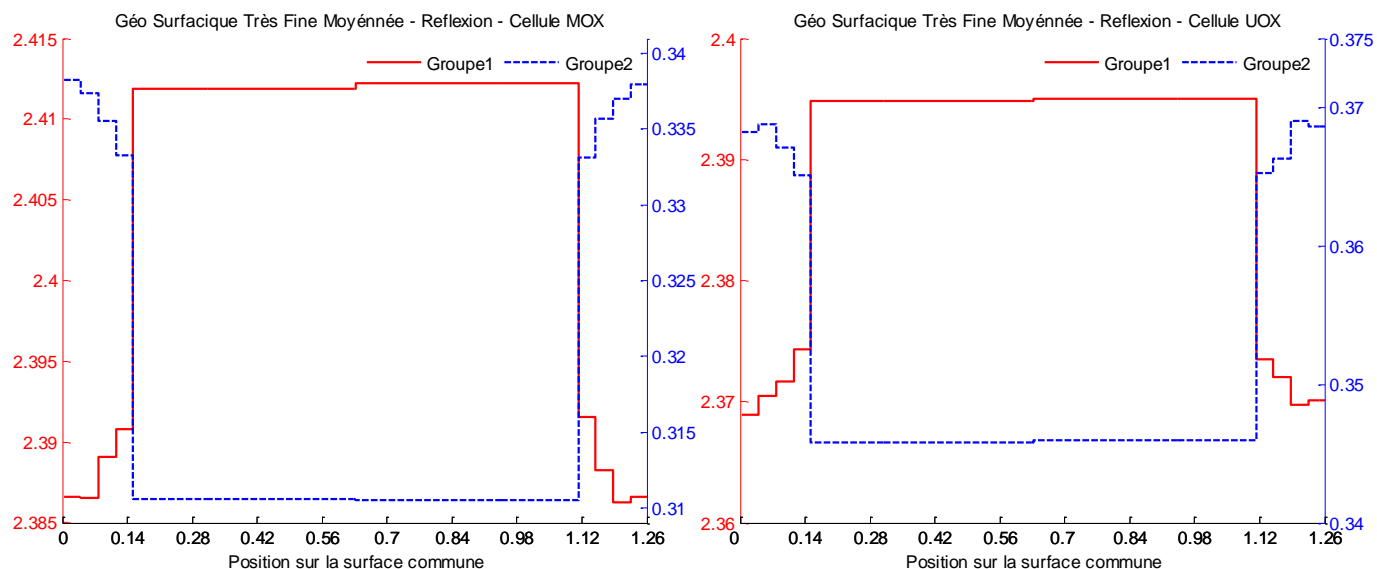


Figure D.11 : Courant entrant moyenné pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

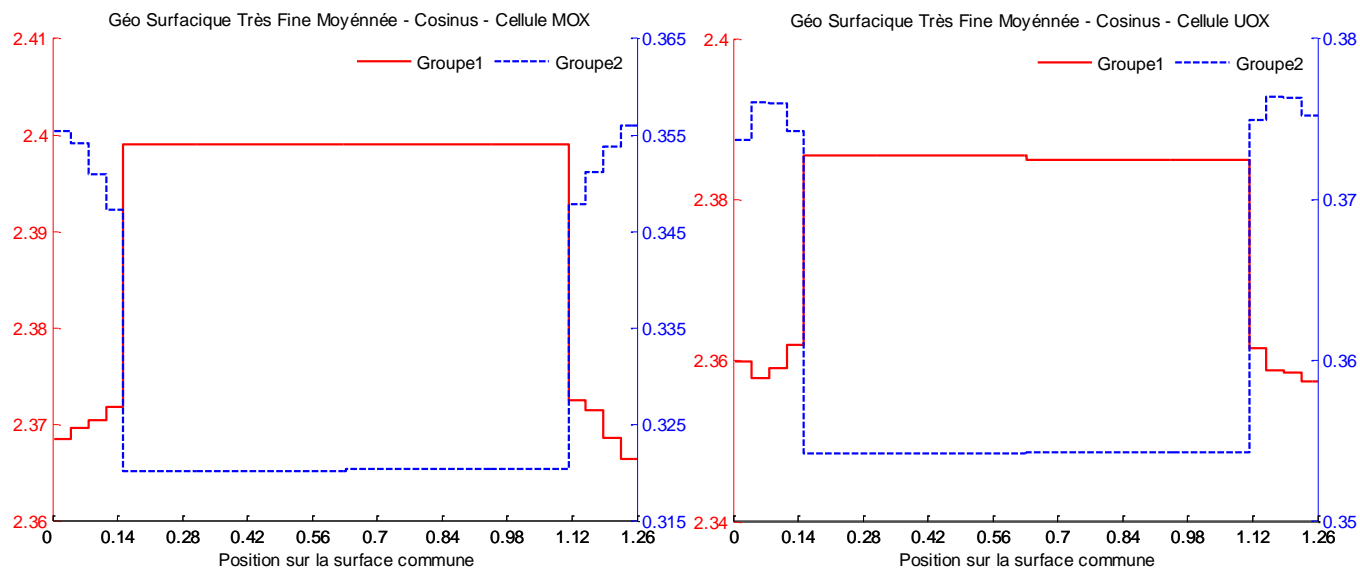


Figure D.12 : Courant entrant moyenné pour les cellules MOX et UOX à géométrie très fine

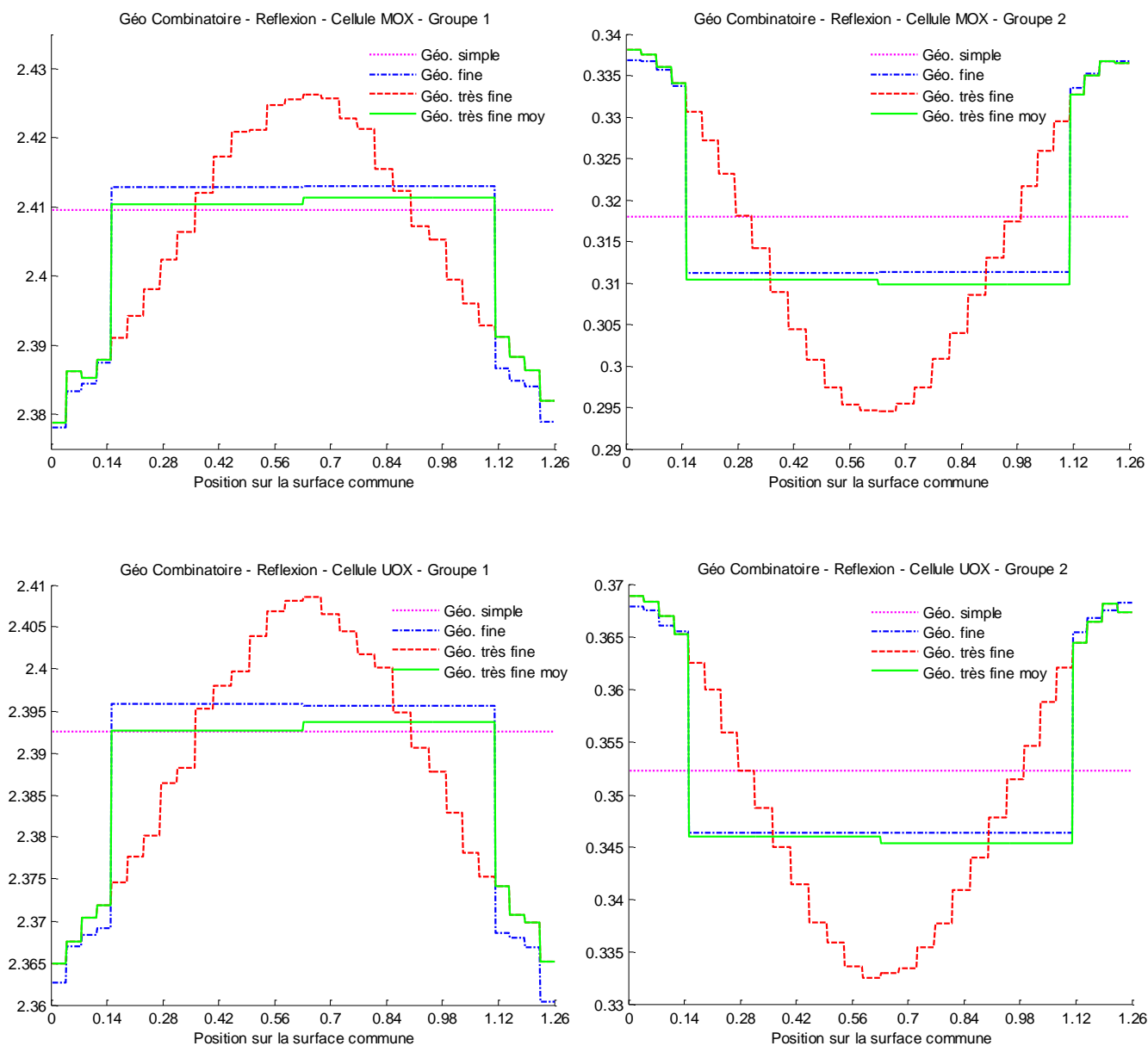


Figure D.13 : Courant entrant pour la cellule UOX pour les trois types de géométrie

La figure D.13 représente une comparaison entre les courants des cellules MOX et UOX pour les trois types de géométrie (simple, fine et très fine plus le cas moyenné) de type combinatoire et avec les conditions de réflexion isotrope sur l'assemblage.

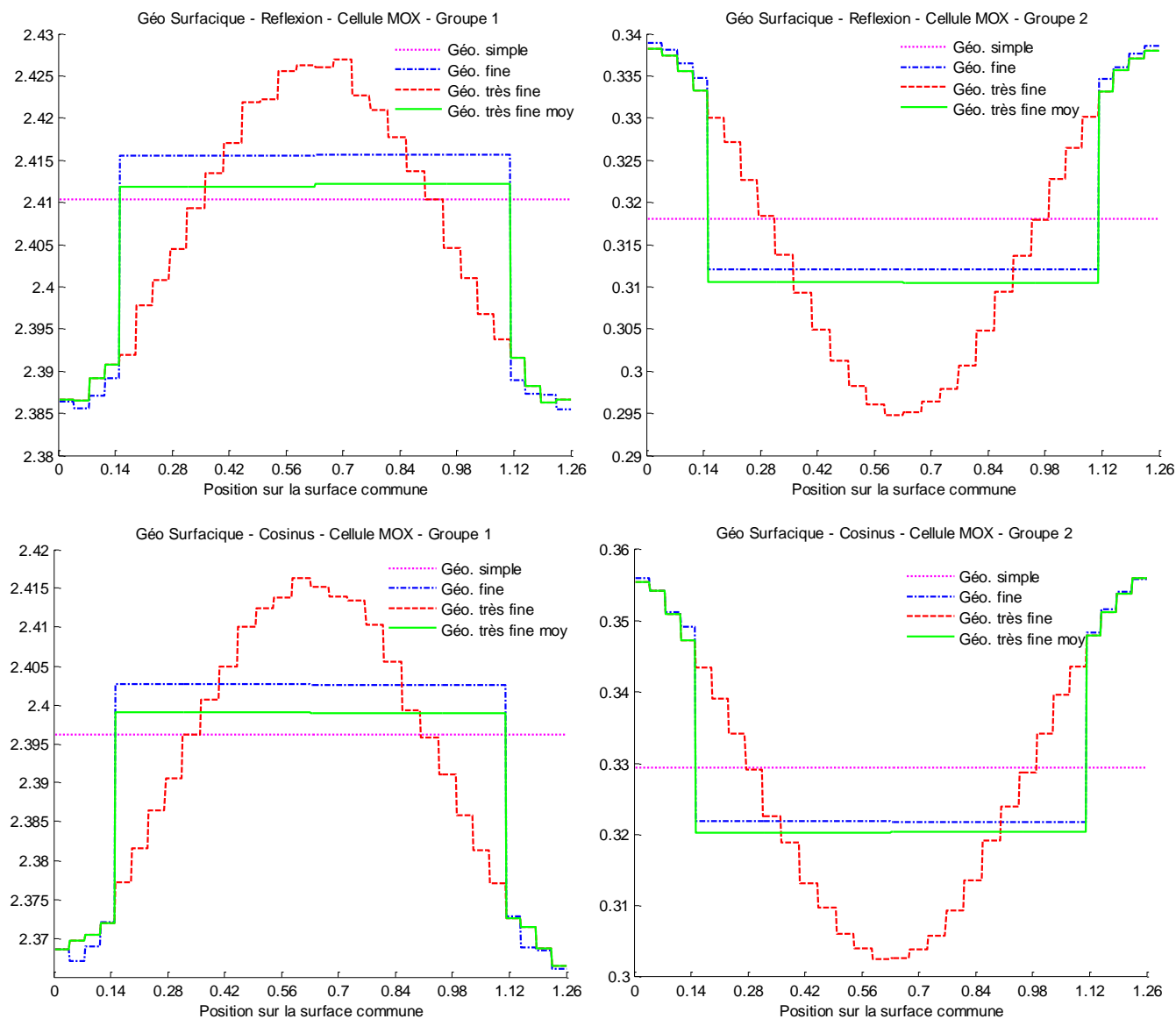


Figure D.14 : Courant entrant pour la cellule MOX pour les trois types de géométrie

La figure D.14 représente une comparaison entre les courants de la cellule MOX pour les trois types de géométrie (simple, fine et très fine plus le cas moyenné) de type surfacique et avec les conditions de réflexion isotrope et spéculaire sur l'assemblage.

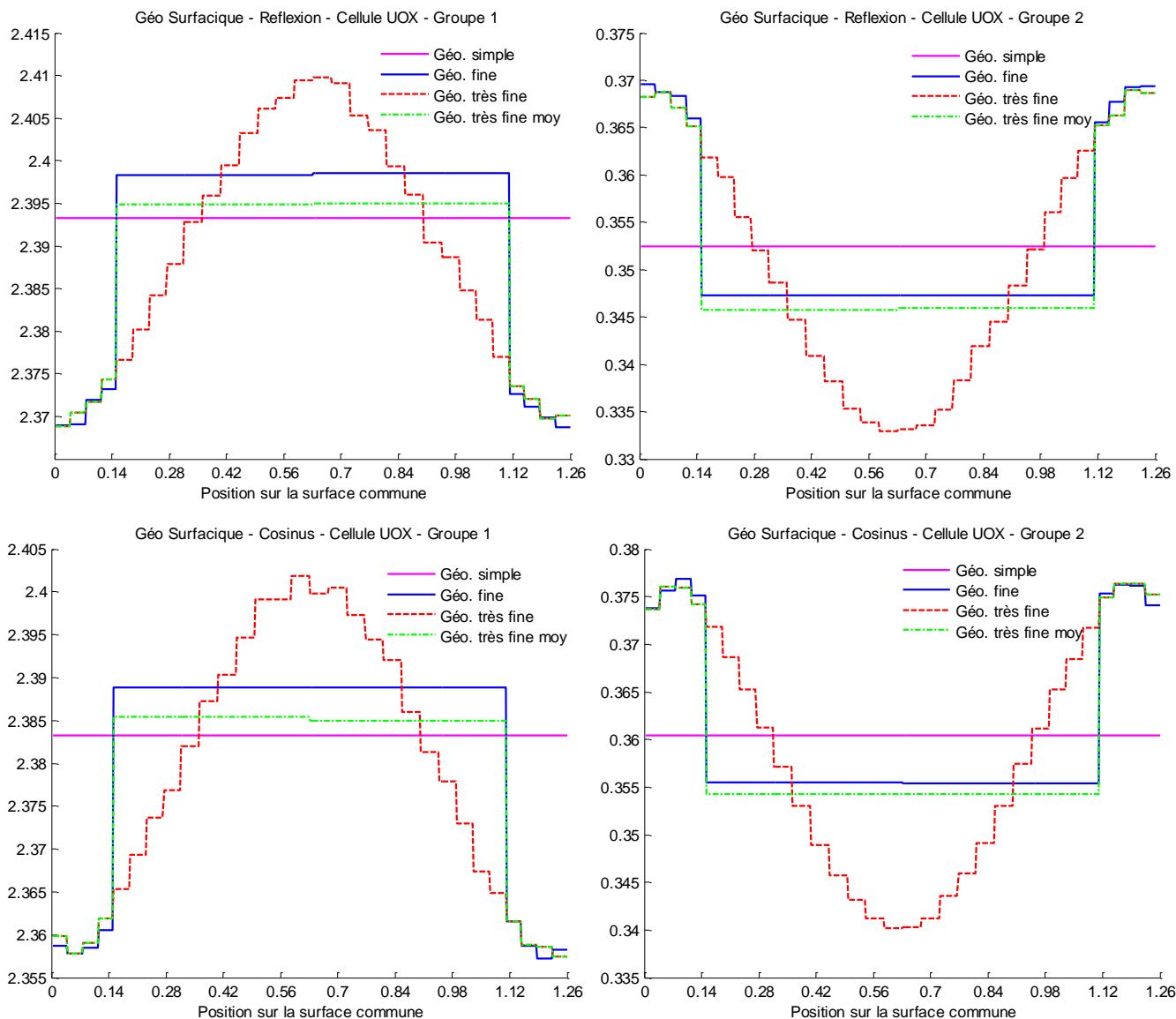


Figure D.15 : Courant entrant pour la cellule UOX pour les trois types de géométrie

La figure D.14 représente une comparaison entre les courants de la cellule UOX pour les trois types de géométrie (simple, fine et très fine plus le cas moyenné) de type surfactive et avec les conditions de réflexion isotrope et spéculaire sur l'assemblage.

Ces test pour que la discétisation spatiale à un grand effet sur l'évaluation des courants de TRIPOLI pour toutes les configuration que se soit la géométre combinatoire ou surfactive ainsi que pour les conditions aux frontières spéculaires ou isotrope.

ANNEXE E – Utilisation des sections efficaces DRAGON dans TRIPOLI

Tableau E.1 : Comparaison entre les calculs multigroupes et continu du k_{eff} de la cellule MOX avec JEF2.2

			Continu	Multigroupes
172 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,097170E+00	1,098625E+00
		KCOLL	1,097205E+00	1,098613E+00
		KTRACK	1,097154E+00	1,098709E+00
		MACRO KCOLL	1,097272E+00	1,098613E+00
	DRAGON		1,09788629E+00	1,09788629E+00
	Écart (mk)	KSTEP	-7,16E-01	7,39E-01
		KCOLL	-6,81E-01	7,27E-01
		KTRACK	-7,32E-01	8,23E-01
		MACRO KCOLL	-6,14E-01	7,27E-01
69 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,097170E+00	1,095649E+00
		KCOLL	1,097205E+00	1,095684E+00
		KTRACK	1,097154E+00	1,095555E+00
		MACRO KCOLL	1,097272E+00	1,095684E+00
	DRAGON		1,09588649E+00	1,09588649E+00
	Écart (mk)	KSTEP	1,28E+00	-2,37E-01
		KCOLL	1,32E+00	-2,02E-01
		KTRACK	1,27E+00	-3,31E-01
		MACRO KCOLL	1,39E+00	-2,02E-01

Tableau E.2 : Comparaison entre les calculs multigroupes et continu du k_{eff} de la cellule UOX avec JEF2.2

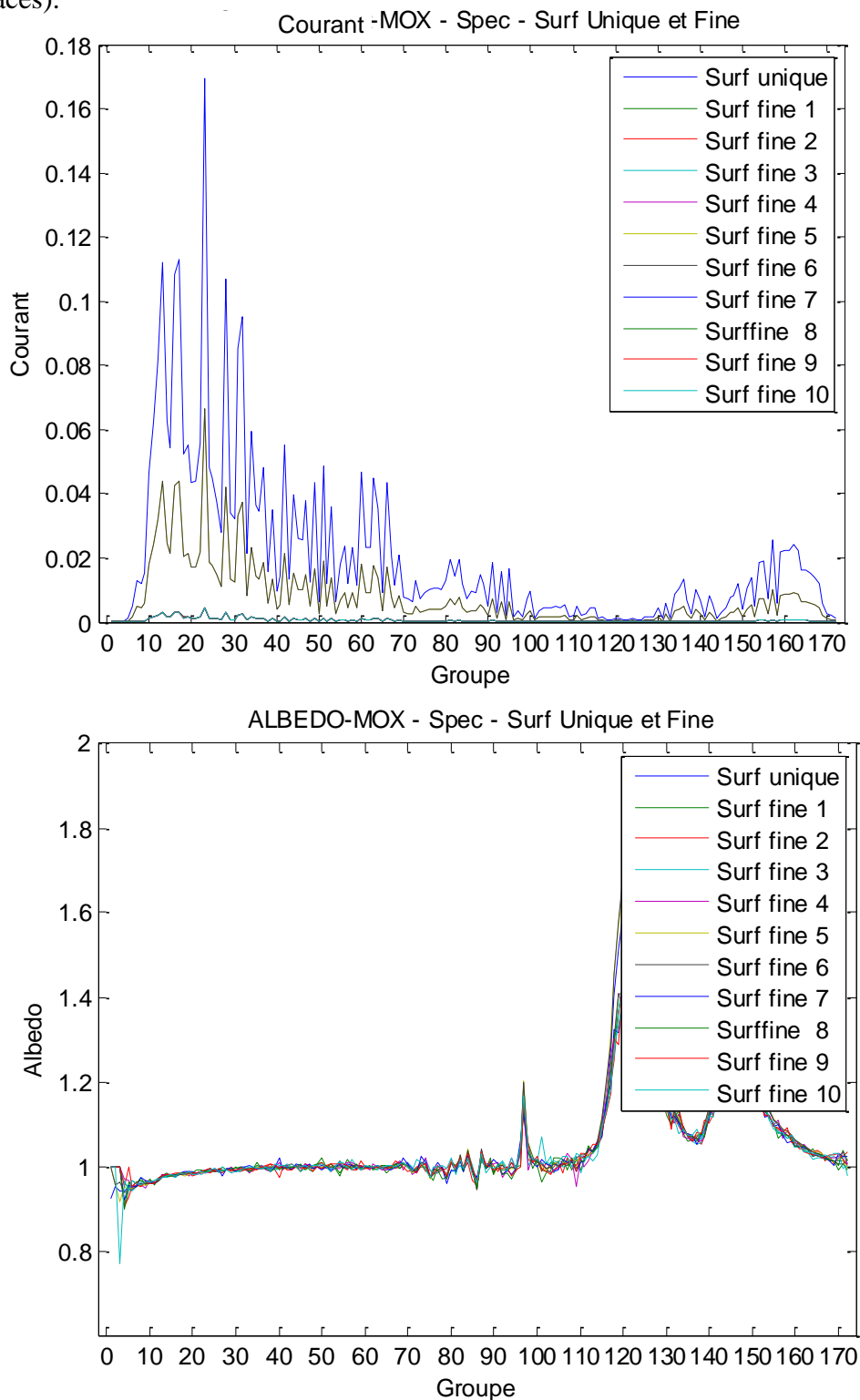
			Continu	Multigroupes
172 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,259061E+00	1,263178E+00
		KCOLL	1,259038E+00	1,263093E+00
		KTRACK	1,258772E+00	1,263142E+00
		MACRO KCOLL	1,258897E+00	1,263093E+00
	DRAGON		1,26240298E+00	1,26240298E+00
	Écart (mk)	KSTEP	-3,34E+00	7,75E-01
		KCOLL	-3,36E+00	6,90E-01
		KTRACK	-3,63E+00	7,39E-01
		MACRO KCOLL	-3,51E+00	6,90E-01

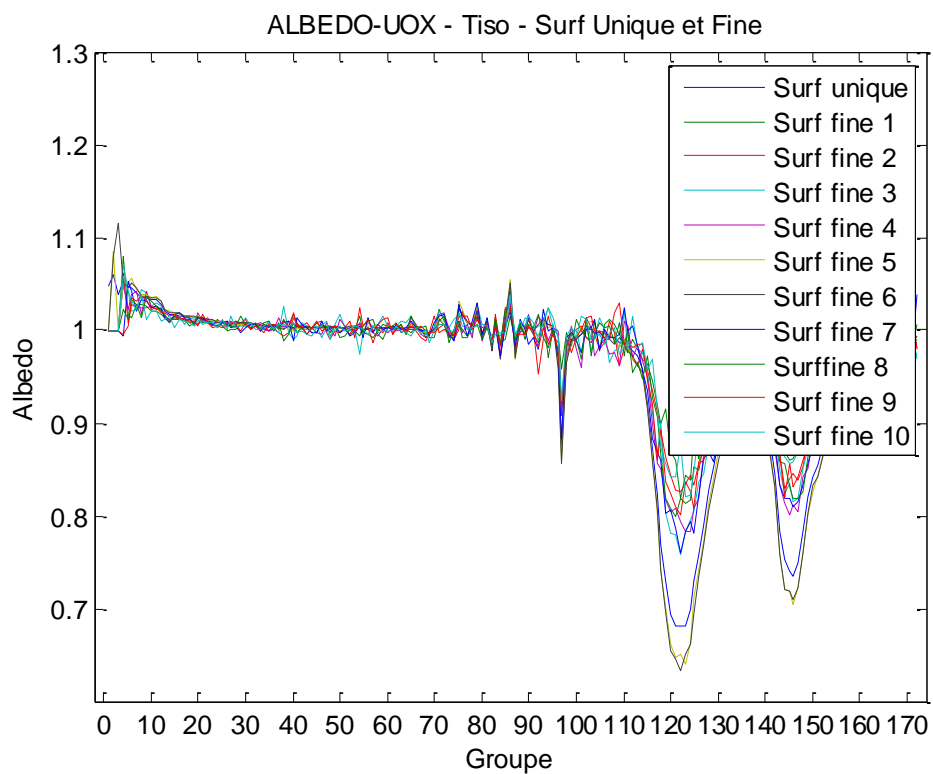
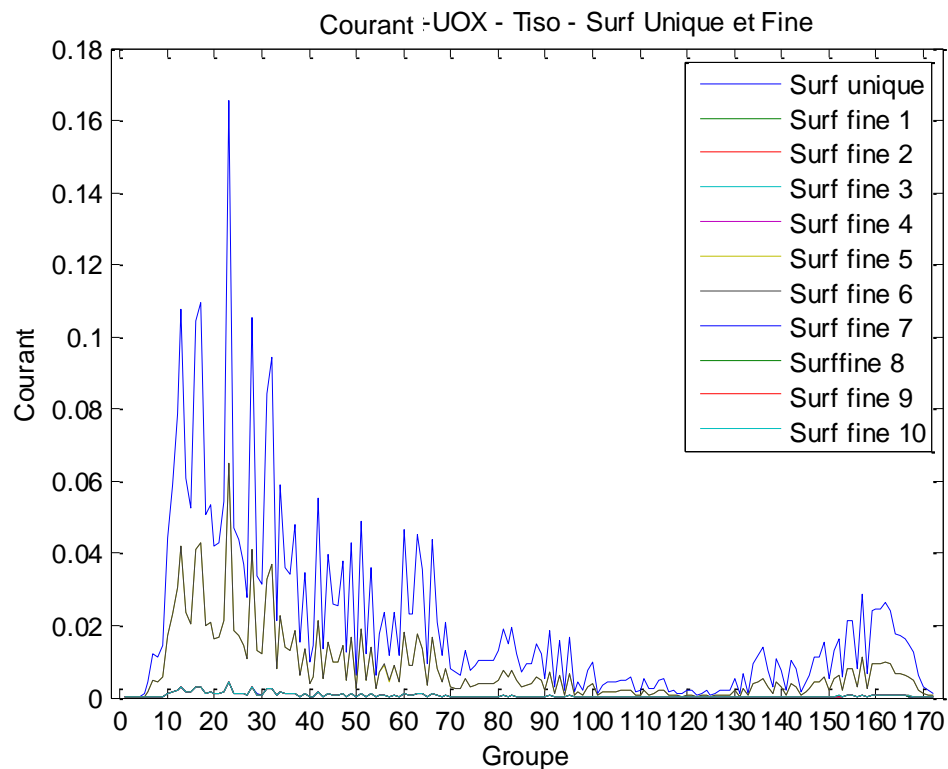
Tableau E.3 : Comparaison entre les calculs multigroupes et continu du k_{eff} de l'assemblage 2x1 avec JEF2.2

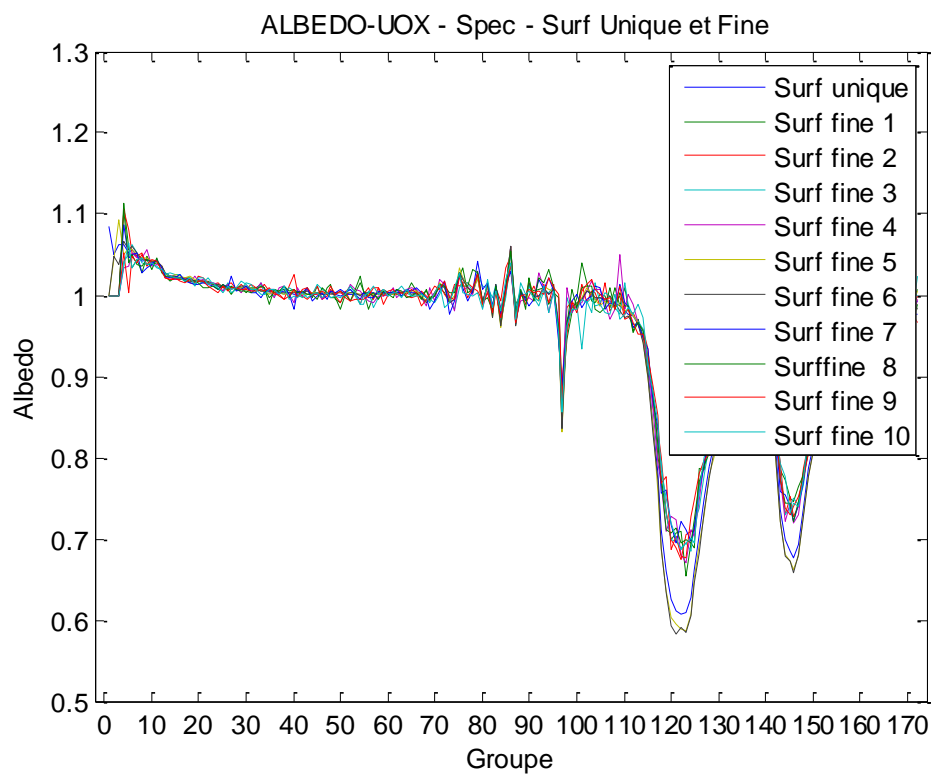
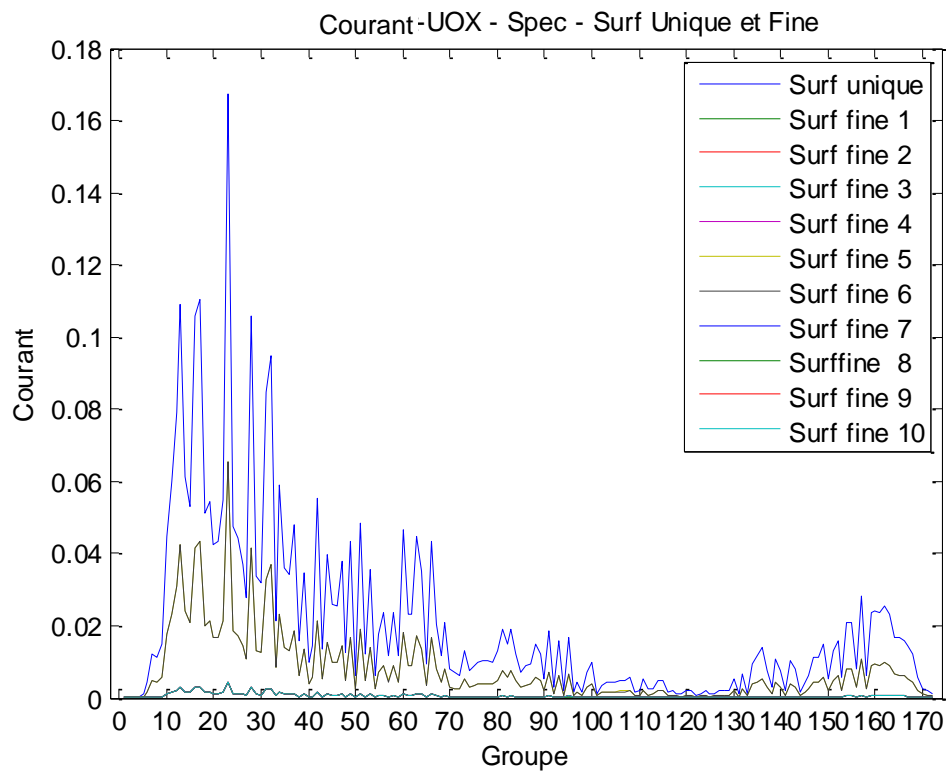
			Continu	Multigroupes
172 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,170573E+00	1,169262E+00
		KCOLL	1,170636E+00	1,169302E+00
		KTRACK	1,171031E+00	1,169277E+00
		MACRO KCOLL	1,170864E+00	1,169302E+00
	DRAGON		1,16848651E+00	1,16848651E+00
	Écart (mk)	KSTEP	2,09E+00	7,75E-01
		KCOLL	2,15E+00	8,15E-01
		KTRACK	2,54E+00	7,90E-01
		MACRO KCOLL	2,38E+00	8,15E-01
69 groupes	TRIPOLI	KSTEP	1,170573E+00	1,163467E+00
		KCOLL	1,170636E+00	1,163450E+00
		KTRACK	1,171031E+00	1,163315E+00
		MACRO KCOLL	1,170864E+00	1,163450E+00
	DRAGON		1,16328063E+00	1,16328063E+00
	Écart (mk)	KSTEP	7,29E+00	1,86E-01
		KCOLL	7,36E+00	1,69E-01
		KTRACK	7,75E+00	3,44E-02
		MACRO KCOLL	7,58E+00	1,69E-01

ANNEXE F – Méthode des albédos

Les figures suivantes illustrent l'effet de la discrétisation énergétique sur les courants entrants par la surface intermédiaire entre les cellules MOS et UOX de l'assemblage 2x1 avec les conditions aux frontières de réflexion isotrope et spéculaire et les géométries simple (une surface) et fine (10 surfaces).







On présente ici d'autres tests qui ont servis à vérifier la compatibilité des albédos, calculés à partir des coutants de TRIPOLI, avec DRAGON dans les cas d'assemblages 4x4 composé de cellules UOX et MOX.

Lors de la réalisation de ces tests dans DRAGON, nous avons discrétisé la géométrie et raffiné le tracking en utilisant les paramètres suivant (tableaux F.1 et F.2) :

Tableau F.1 : Paramètres de discrétisation de la géométrie

MESHX	0.0 - 0.15 - 0.63 - 1.11 - 1.26
SPLITX	8 - 1 - 1 - 8
MESHY	0.0 - 0.15 - 0.63 - 1.11 - 1.26
SPLITY	8 - 1 - 1 - 8
RADIUS	0.05 - 0.41 - 0.48
SPLITR	5 - 3

Tableau F.2 : Paramètres de tracking

B.C.	NbAngles	TrkDens
TISO (isotropique)	85	80.0

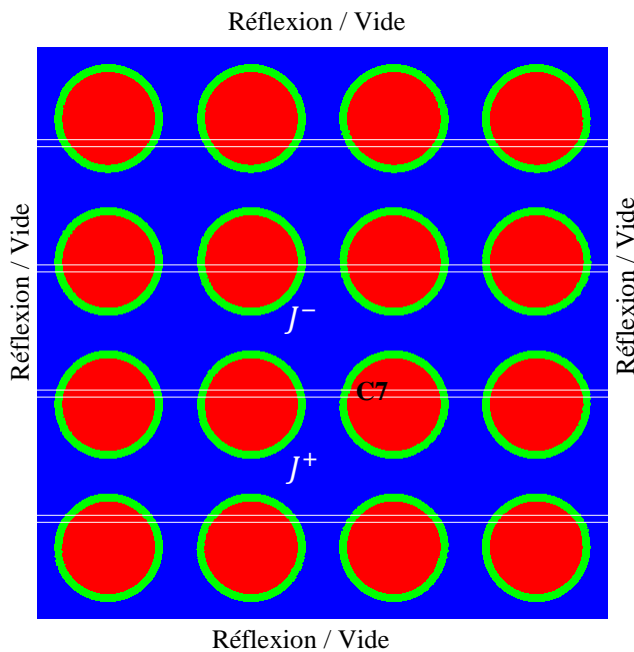


Figure F.1 : Assemblage homogène 4x4

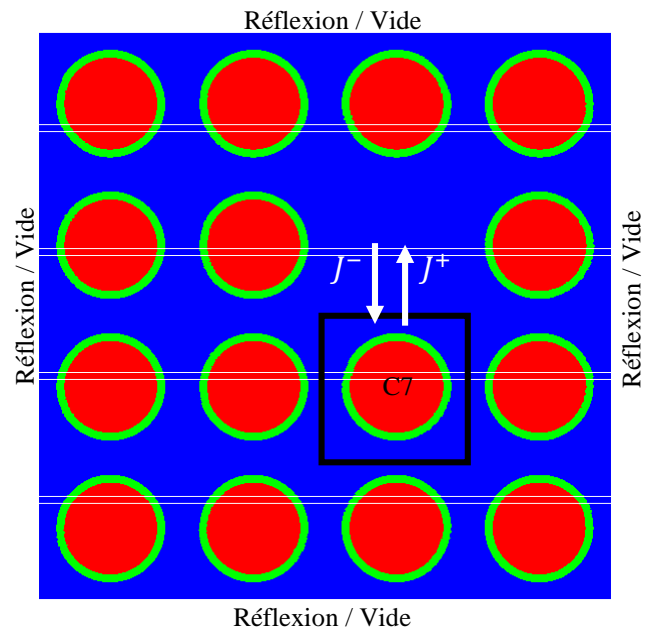


Figure F.2 : Assemblage hétérogène 4x4

Les tests sont réalisés avec des cellules UOX puis ceux du MOX

Tableau F.3 : Résultats DRAGON à 2 groupes avec des cellules MOX comparé à ceux de TRIPOLI

Tests	DRAGON 2 groupe				
	k	Δk (KSTEP)	Δk (KCOLL)	Δk (KTRACK)	Δk (MACRO)
Cell MOX refl	1,09375736E+00	-0,01	0,04	0,07	0,12
Assemblage homogène refl	1,09907579E+00	-4,96	-4,99	-4,83	-4,91
Assemblage hétérogène refl	1,09937854E+00	-6,42	-6,48	-6,38	-6,40
Cell MOX albédo homogène	1,09288880E+00	1,23	1,20	1,35	1,27
Cell MOX albédo hétérogène	1,08676541E+00	2,19	2,13	2,23	2,22

Tableau F.4 : Résultats DRAGON à 172 groupes avec des cellules MOX comparé à ceux de TRIPOLI

Tests	DRAGON 172 groupe				
	k	Δk (KSTEP)	Δk (KCOLL)	Δk (KTRACK)	Δk (MACRO)
Cell MOX refl	1,09342974E+00	0,32	0,37	0,40	0,45
Assemblage homogène refl	1,09874292E+00	-4,62	-4,66	-4,50	-4,58
Assemblage hétérogène refl	1,09816672E+00	5,55	5,50	5,74	5,76
Cell MOX albédo homogène	1,09272668E+00	1,39	1,36	1,51	1,44
Cell MOX albédo hétérogène	1,08740307E+00	-3,21	-3,27	-3,02	-3,00

Tableau F.5 : Résultats DRAGON à 2 groupes avec des cellules UOX comparé à ceux de TRIPOLI

Tests	DRAGON 2 groupe				
	k	Δk (KSTEP)	Δk (KCOLL)	Δk (KTRACK)	Δk (MACRO)
Cell UOX refl	1,25413212E+00	-3,74	-3,79	-3,85	-3,85
Assemblage homogène refl	1,25875837E+00	-8,41	-8,38	-8,15	-8,28
Assemblage hétérogène refl	1,24477601E+00	-9,88	-9,86	-10,11	-9,91
Cell UOX albédo homogène	1,25347493E+00	-3,12	-3,09	-2,86	-2,99
Cell UOX albédo hétérogène	1,23264450E+00	2,25	2,27	2,02	2,22

Tableau F.6 : Résultats DRAGON à 172 groupes avec des cellules UOX comparé à ceux de TRIPOLI

Tests	DRAGON 172 groupe				
	k	Δk (KSTEP)	Δk (KCOLL)	Δk (KTRACK)	Δk (MACRO)
Cell UOX refl	1,25348124E+00	-3,09	-3,14	-3,20	-3,20
Assemblage homogène refl	1,25816627E+00	-7,82	-7,79	-7,55	-7,69
Assemblage hétérogène refl	1,24324159E+00	-8,35	-8,33	-8,58	-8,38

Cell UOX albédo homogène	1,25288978E+00	-2,54	-2,51	-2,28	-2,41
Cell UOX albédo hétérogène	1,22858629E+00	6,31	6,33	6,08	6,28

Un autre modèle d'assemblage 4x4 a été testé avec du MOX et des trous d'eau aux coins (figure F.3)

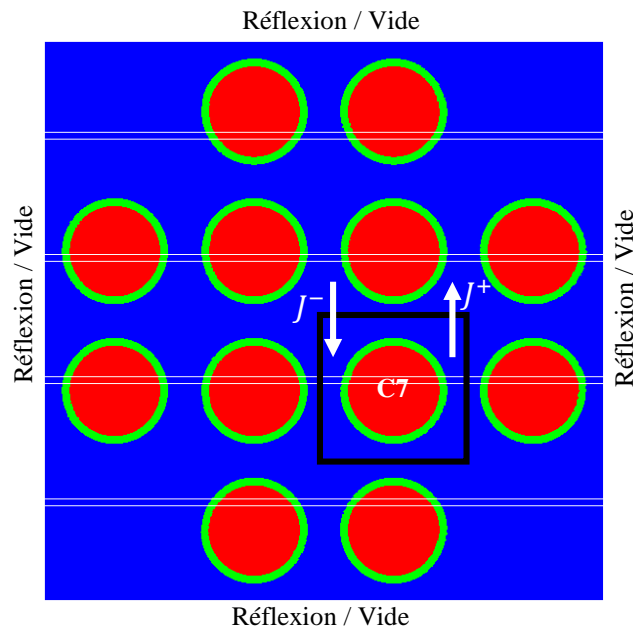


Figure F.3 : Assemblage hétérogène 4x4

Tableau F.7 : Résultats DRAGON à 2 groupes avec des cellules MOX comparé à ceux de TRIPOLI

Tests	DRAGON 2 groupe				
	k	Δk (KSTEP)	Δk (KCOLL)	Δk (KTRACK)	Δk (MACRO)
Assemblage hétérogène refl	1,05682072E+00	-10,65	-10,63	-10,66	-10,67
Cell MOX albédo hétérogène	1,03119018E+00	4,98	5,00	4,97	4,96

Tableau F.8 : Résultats DRAGON à 172 groupes avec des cellules MOX comparé à ceux de TRIPOLI

Tests	DRAGON 172 groupe				
	k	Δk (KSTEP)	Δk (KCOLL)	Δk (KTRACK)	Δk (MACRO)
Assemblage hétérogène refl	1,05098033E+00	-8,81	-8,79	-8,82	-8,83
Cell MOX albédo hétérogène	1,03389066E+00	2,28	2,30	2,27	2,26